

SÉRIE A, n° 1624

N° D'ORDRE :

2490

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis LEPRINCE-RINGUET

Ingénieur des Télégraphes

Répétiteur à l'Ecole Polytechnique

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'INTERACTION AVEC LA MATIÈRE
DES PARTICULES DE TRÈS GRANDE ÉNERGIE :
ÉLECTRONS D'ORIGINES DIVERSES ET PARTICULES
DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 31 mars 1936 devant la Commission d'examen

MM. CH. FABRY *Président.*

L. DE BROGLIE..... } *Examineurs.*
F. JOLIOT }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1936

SÉRIE A, n° 1624

N° D'ORDRE :

2490

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis LEPRINCE-RINGUET

Ingénieur des Télégraphes

Répétiteur à l'Ecole Polytechnique

1^{re} THÈSE. — RECHERCHES SUR L'INTERACTION AVEC LA MATIÈRE
DES PARTICULES DE TRÈS GRANDE ÉNERGIE :
ÉLECTRONS D'ORIGINES DIVERSES ET PARTICULES
DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 31 mars 1936 devant la Commission d'examen

MM. CH. FABRY *Président.*

L. DE BROGLIE..... } *Examineurs.*

F. JOLIOT }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1936

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.
Doyen..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i>	{	H. LE CHATELIER.	Léon BRILLOUIN.	AUGER.
		H. LEBESGUE.	GOURSAT.	BLAISE.
		A. FERNBACH.	WALLERANT.	DANGEARD.
		A. LEDUC.	GUILLET.	JANET
		Émile PICARD.	PÉCHARD.	LESPIEAU.
		Rémy PERRIER.	FREUNDLER.	MARCHIS.
				E. VESSIOT.

PROFESSEURS

G. BERTRAND.....	T Chimie biologique.	M. JAVILLIER.....	Chimie biologique.
M. CAULLERY.....	T Zoologie (Évolution des êtres organisés).	L. JOLEAUD.....	Paléontologie.
G. URBAIN.....	T Chimie générale.	ROBERT-LÉVY.....	Zoologie.
Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
Jean PERRIN.....	T Chimie physique.	Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.
H. ABRAHAM.....	T Physique.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
E. CARTAN.....	T Géométrie supérieure.	P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
M. MOLLIARD.....	T Physiologie végétale.	M. FRÉCHET.....	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
L. LAPICQUE.....	T Physiologie générale.	E. ESCLANGON....	T Astronomie.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	H. BEGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
Charles FARRY....	T Enseignement de Physique.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Charles PÉREZ....	T Zoologie.	PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).
Léon BERTRAND..	T Géologie structurale et géologie appliquée.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
P. PORTIER.....	T Physiologie comparée.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
E. RABAUD.....	T Biologie expérimentale.	P. JOB.....	Chimie générale.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Paul MONTÉL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	PRENANT.....	Zoologie.
P. WINTREBERT..	T Anatomie et histologie comparées.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	BOHN.....	Zoologie (P. C. B.).
O. DUBOSQ.....	T Biologie maritime.	COMBES.....	Botanique.
G. JULIA.....	T Application de l'analyse à la Géométrie.	GARNIER.....	Calcul différentiel.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	PÉRÉS.....	Mécanique des fluides.
A. MICHEL-LÉVY..	Pétrographie.	HACKSPILL.....	Chimie (P. C. B.).
H. BÉNARD.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER.....	Physiologie générale.
A. DENJOY.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	TOUSSAINT.....	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH....	T Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
G. BRUHAT.....	Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS.....	Physique.	GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE.....	T Radioactivité.	CROZE.....	Physique.
A. DUFOUR.....	T Physique (P. C. B.).	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	LANQUINE.....	Géologie.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique (P. C. B.).	VALIRON.....	Mathématiques.
		BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
		MILLOT.....	Zoologie (P. C. B.).
		F. PERRIN.....	Théories physiques.
		VAVON.....	Chimie organique.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.



A Monsieur MAURICE DE BROGLIE

de l'Académie Française
et de l'Académie des Sciences

Hommage de respectueuse et affectueuse gratitude.

RECHERCHES SUR L'INTERACTION AVEC LA MATIÈRE DES PARTICULES DE TRÈS GRANDE ÉNERGIE : ÉLECTRONS D'ORIGINES DIVERSES ET PARTICULES DU RAYONNEMENT COSMIQUE

Par M. Louis LEPRINCE-RINGUET

INTRODUCTION

Le problème du comportement dans leur passage à travers la matière des particules douées de très grandes énergies, et chargées électriquement (en particulier électrons ou protons), se pose actuellement d'une façon aiguë à l'occasion de plusieurs groupes de recherches. Si les théoriciens ont déjà fourni une contribution importante à ce problème très vaste, l'apport de l'expérimentation est, par contre, limité, et se réduit à un fort petit nombre de faits. L'objet de ce travail est d'ajouter une contribution expérimentale aux données que l'on possède déjà. Nous allons jeter tout d'abord un coup d'œil sur quelques aspects du problème et définir en particulier le domaine d'énergies dans lequel nous évoluerons.

Domaines des énergies étudiées.

Nous aurons affaire à des particules dont les énergies se répartiront entre 1 ou 2 millions et quelques milliards d'électron-volts. On peut, pour aborder ce domaine par les faibles énergies, partir des électrons de plusieurs centaines de mille e. v. que l'on obtient en abondance soit par les rayons X, soit par les corps radioactifs ; ces électrons ont été fort bien étudiés, surtout pour des énergies inférieures au million d'e. v. Au delà de cette valeur, on a moins de facilité pour obtenir des électrons : ainsi, pratiquement, leur étude ne se faisait jusqu'à ces derniers temps, pour les énergies comprises entre 2 et 2,6 millions d'e. v., que grâce au spectre de Compton des photons du Th C'', et un certain nombre de propriétés importantes de ces électrons ne sont pas encore bien connues.

Récemment, le domaine des énergies s'est développé grâce aux phénomènes de désintégrations atomiques et de radio-activités provoquées : au cours des désintégrations artificielles, des électrons apparaissent avec des énergies considérables : ainsi, dans la production de photons et de neutrons par l'action des particules alpha sur le glucinium, on détecte des électrons d'énergie supérieure à 5 millions d'e. v., et dans l'action des protons rapides sur le bore et sur le lithium ⁽¹⁾ on observe des électrons de 12 et même de 16 millions d'e. v. Dans les processus de radioactivités provoquées, on note assez fréquemment des électrons de plusieurs millions d'e. v. parfois même de plusieurs dizaines de millions ⁽²⁾. Leur étude est encore à peine amorcée, car il s'agit là de phénomènes rares, et souvent difficiles à isoler de phénomènes beaucoup plus abondants qui les entourent.

⁽¹⁾ H. R. CRANE, etc. *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 102 ; id., p. 125.

⁽²⁾ F. JOLIOT et L. KOWARSKI. *C. R.*, 200, 1935, p. 824.

Énergie d'un ordre de grandeur plus élevé. — Si l'on poursuit, en montant vers des énergies de plus en plus grandes, l'examen des particules que l'on peut détecter, on s'arrête à quelques dizaines de millions d'électron-volts pour celles que l'on est capable de produire artificiellement par effets directs ou indirects de bombardements atomiques. Mais alors apparaissent des rayonnements naturels de très grande énergie et de très grand pouvoir de pénétration qui sont les rayons dits « cosmiques ». Les corpuscules de moindre énergie observés dans ce rayonnement ont de 10 à 100 millions d'e. v., et sont en général dûs à l'interaction avec la matière de rayonnements plus durs ; et les mesures d'énergies effectuées sur les particules les plus dures donnent des valeurs qui dépassent fréquemment le milliard d'e. v. Au delà de quelques milliards d'e. v., nous sommes incapables, avec les moyens les plus puissants dont on dispose actuellement, de mesurer les énergies.

Ainsi, dans tout le domaine compris entre 1 ou 2 millions et quelques milliards d'e. v. on trouve, par un assez grand nombre de voies, des rayonnements corpusculaires répartis assez régulièrement : on peut même dire que toutes les énergies sont représentées sans qu'il y ait de lacune. Mais la région la moins favorisée jusqu'à présent est celle qui s'étend depuis quelques millions jusqu'à cent millions d'e. v., les particules de très grande énergie du rayonnement cosmique se séparant mieux et s'étudiant un peu plus facilement que celles d'énergies moyennes, comme nous le verrons ultérieurement.

Il est normal de penser que, dans un aussi vaste domaine, les propriétés vont varier d'un bout à l'autre du spectre, et que certaines propriétés des corpuscules d'un milliard d'e. v. seront très différentes de celles des corpuscules d'une énergie mille fois plus faible.

Dans le cours de ce travail, nous désignerons pour la facilité du langage par l'appellation générale de « faibles énergies » celles de l'ordre de 1 million d'e. v. ; par

« grandes énergies », celles de l'ordre du milliard d'e. v. ; les énergies intermédiaires seront qualifiées de moyennes. Nous allons d'abord examiner comment se posent les problèmes de l'interaction avec la matière des électrons de 10^6 à 10^9 e. v. et quelles sont les données expérimentales que l'on possède sur les différents modes d'interaction. Auparavant, il est nécessaire de faire une remarque qui sera importante pour la suite.

Distinction entre une trajectoire d'électron et une trajectoire de proton. — Si nous voulons étudier les effets du passage des particules de grande énergie à travers la matière, il faut savoir quelles sont les particules que nous étudions. Ce problème ne se pose pas en général, car la chambre de Wilson, fréquemment utilisée, distingue fort bien, par l'aspect des trajectoires, les protons des électrons. Pour des valeurs de $\beta = \frac{v}{c}$ ⁽¹⁾ qui ne sont pas très voisines de l'unité, la masse de l'électron et celle du proton sont très différentes, leur perte d'énergie par unité de longueur et leur mode d'absorption le sont aussi, la distinction est facile. Mais il n'en est plus de même pour les très grandes énergies, supérieures au milliard d'électron-volts. En effet, la masse relativiste de l'électron se rapproche alors beaucoup de celle du proton de même énergie cinétique, et comme la charge électrique est la même pour un électron positif et pour un proton, il sera difficile de distinguer l'un de l'autre. Le tableau I donne l'indication des masses en fonction des énergies pour les protons et les électrons.

⁽¹⁾ v est la vitesse de la particule et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

TABLEAU I

*Correspondance entre la masse d'un proton
et celle d'un électron aux grandes énergies.*

Energies cinétiques		Masse de l'électron en fonction de la masse au repos	Masse du proton en fonction de la masse de l'électron au repos	Rapport Masse du proton Masse de l'électron
W en mc^2	W en mégavolt- électron			
0	0	1	1 850	1 850
10	5,35	11	1 860	169
50	26,8	51	1 900	37,2
100	53,5	101	1 950	19,3
200	107	201	2 050	9,75
500	268	501	2 250	4,44
1 000	535	1 001	2 850	2,85
2 000	1 070	2 001	3 850	1,92
5 000	2 680	5 001	6 850	1,37
10 000	5 350	10 001	11 450	1,14
20 000	10 700	20 001	21 800	1,09

On voit que pour les très grandes énergies, le rapport $\frac{\text{masse proton}}{\text{masse électron}}$ est voisin de l'unité. Pour 1 milliard d'e. v., il est de 1,92, pour 5 milliards de 1,14, pour 10 milliards de 1,09. Ce cas est celui de la partie dure du rayonnement corpusculaire cosmique. L'observation des trajectoires dans la chambre de Wilson et la mesure de leur courbure, ainsi que les mesures de perte d'énergie à la traversée d'écrans métalliques, ne permettent pas de savoir si l'on a affaire à des protons ou à des électrons positifs. Notons ici seulement qu'un problème se pose ; nous verrons plus loin quelles sont les conséquences de cette difficulté et comment on peut espérer la résoudre.

Interaction des électrons rapides avec la matière.

Quand un électron rapide traverse la matière, il subit des pertes d'énergie et des changements de direction.

Changements brusques de direction de la trajectoire. — Les changements de direction apparaissent fréquemment sur les trajectoires d'électrons de faible énergie que l'on observe dans les chambres de Wilson. Ils peuvent être dus soit à des interactions avec des électrons atomiques (on observe alors en général le départ de l'électron atomique), soit à des interactions avec des noyaux (on observe alors un simple coude de la trajectoire électronique). Très nombreuses pour les faibles énergies, ces déviations brusques deviennent plus rares quand l'énergie croît.

Cet effet est compliqué et la théorie en est difficile à cause du grand nombre de facteurs qui s'introduisent. Nous rappellerons seulement qu'il varie approximativement comme le carré du numéro atomique de l'élément traversé et que les déviations sous de grands angles deviennent très rares pour les électrons de grande énergie. Nous ferons au cours de notre travail quelques remarques sur l'importance et l'aspect de cet effet entre 1 et 3 millions d'e. v. Aucun renseignement expérimental n'existe à notre connaissance sur cet effet pour les énergies moyennes ; pour les grandes, l'étude des déviations soit dans un gaz, soit dans un écran métallique, est entreprise ⁽¹⁾.

Processus de pertes d'énergie. — La perte d'énergie des électrons rapides se fait de plusieurs façons. Les processus que l'on envisage sont :

⁽¹⁾ P. EHRENFEST et P. AUGER. *J. de Phys.*, VII, 65, 1936.

- 1° l'ionisation courante le long de la trajectoire ;
- 2° la production de secondaires :
- 3° l'interaction nucléaire avec émission de rayonnement ;
- 4° la production de paires d'électrons.

On ne connaît pas d'interaction entre électrons avec émission de rayonnement.

Nous allons nous placer tout d'abord sur le terrain de l'expérience et examiner rapidement quelles données l'on possède sur ces différents modes d'interaction pour le domaine d'énergies que nous considérons.

Perte d'énergie par ionisation et excitation atomique. — Cette perte d'énergie, due à la formation des ions sur la trajectoire de l'électron rapide a été trouvée expérimentalement égale à 32 e. v. par ion formé dans l'air à T. P. N. pour des électrons de quelques dizaines de mille e. v. ⁽¹⁾. On admet qu'elle varie peu quand l'énergie des électrons augmente.

Formation d'électrons secondaires. — Les seules données expérimentales sur la production de secondaires par rencontres de particules de grande énergie avec les électrons extranucléaires sont celles qui découlent des statistiques d'Anderson et Neddermeyer et se rapportent à des corpuscules du rayonnement cosmique traversant des plaques de plomb et de charbon : sur les traversées de 2400 particules de grande énergie, 71 électrons négatifs d'énergie supérieure à 10^6 e. v. furent observées ⁽²⁾. Cet effet est petit mais nous insisterons un peu, car dans le problème de la distinction entre trajectoires de protons et électrons de grandes énergies, intervient un argument tiré de la considération de ces secondaires.

⁽¹⁾ EISL. *Ann. d. Phys.*, **3**, 1929, p. 277.

⁽²⁾ C. D. ANDERSON et S. H. NEDDERMEYER. *Int. Conf. on Phys.* London, Oct. 1934.

En effet, la distribution d'énergie des secondaires sera différente si la particule primaire est un proton ou si elle est un électron ; dans le choc de la particule primaire contre un électron au repos, la vitesse imprimée à l'électron dépend de la vitesse de la particule primaire. A énergie égale (de l'ordre de plusieurs milliards d'e. v.), la vitesse du proton est légèrement inférieure à celle de l'électron, et l'énergie de l'électron expulsé varie énormément pour des valeurs très peu différentes de la vitesse qu'il acquiert.

Ainsi, pour les énergies de l'ordre de 10^9 e. v., l'énergie maximum qu'un proton incident peut communiquer à un électron au repos est, avec une bonne approximation, donnée par la formule

$$E = \frac{W_p}{1000} \left(\frac{W_p}{1000} + 2 \right)$$

dans laquelle les énergies E (de l'électron après le choc) et W_p (du proton incident) sont exprimées en millions d'e. v.

Ainsi, un proton de $3\,000 \cdot 10^6$ e. v. peut transférer au maximum une énergie de $15 \cdot 10^6$ e. v. à un électron. Au contraire, un électron de $4\,000 \cdot 10^6$ e. v. qui correspond à la même déviation magnétique qu'un proton de $3\,000 \cdot 10^6$ e. v. peut transférer à un électron une énergie beaucoup plus considérable.

L'observation des énergies des électrons secondaires émis par des particules du rayonnement cosmique dans leur passage à travers des écrans peut ainsi donner des arguments en faveur de la nature électronique ou protonique des particules incidentes.

Formation de paires d'électrons par des électrons rapides.

— Pour qu'un électron rapide puisse créer une paire d'électrons (un positon et un négaton) il faut tout d'abord que son énergie soit supérieure à l'énergie $2 m_0 c^2$ (environ 10^6 e. v.) nécessaire à la création des deux électrons au repos. La théo-

rie prévoit l'existence d'un tel effet, mais comme indications expérimentales sur cet effet extrêmement intéressant, nous ne possédons que deux groupes de résultats, ceux de Skobelzyn et Stepanova ⁽¹⁾, relatifs à des électrons d'énergie faible (1 à 2 millions d'e. v.) et à l'autre extrémité du domaine, ceux de Stevenson et Street ⁽²⁾ relatifs à des particules du rayonnement cosmique. Les premiers indiquent l'existence de cet effet, qui serait proportionnel au numéro atomique de la matière traversée, ce qui semble étonnant car il s'agit d'un effet ayant rapport avec les noyaux ; il faut attendre des compléments d'information, car ces résultats n'ont pas encore été confirmés par d'autres auteurs. Les expériences de Stevenson et Street montrent des gerbes produites dans le plomb par des particules du rayonnement cosmique ; mais il n'y avait dans la chambre de Wilson dans laquelle se faisaient ces apparitions, aucun champ magnétique, de sorte que l'on ne sait rien de la nature ni de l'énergie de la particule incidente ; cette expérience laisse la possibilité d'une autre critique, car on peut imaginer un rayonnement intermédiaire entre la particule incidente et les électrons, par exemple un rayonnement de photons, ayant un grand coefficient d'absorption dans le plomb.

Au cours de notre travail, nous avons eu naturellement les regards attirés du côté de cet effet, aussi bien pour les énergies faibles que pour les énergies très grandes.

Perte d'énergie avec émission de rayonnement.

Après avoir passé en revue très rapidement les résultats expérimentaux relatifs à ces différents modes d'absorption des électrons, nous arrivons au chapitre le plus important,

(1) D. SKOBEŁTZYN et E. STEPANOWA. *J. de Phys.*, **6**, 1935, p. 1 ; *Nature*, **137**, 1936, p. 272.

(2) E. C. STEVENSON et J. C. STREET. *Phys. Rev.*, **48**, 1935, p. 464.

celui de la perte d'énergie avec émission de rayonnement : Un électron peut perdre brusquement une partie notable de son énergie. On doit admettre pour respecter la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie que cet effet se produit au voisinage d'un noyau atomique et que le rayonnement émis consiste en photons : pour les énergies très faibles, on explique ainsi l'apparition du fond continu des rayons X lorsqu'une anticathode est frappée par un faisceau d'électrons ; on constate que l'énergie du quantum le plus élevé des rayons X ainsi émis est égal à l'énergie maximum des électrons incidents, l'émission de ce quantum étant dû à la perte brusque de toute l'énergie de l'électron ; naturellement ces photons, limite du fond continu, sont en très petit nombre.

L'effet global dû à la perte d'énergie des électrons avec émission de rayonnement est faible et est approximativement fonction du numéro atomique de l'élément bombardé pour des énergies relativement faibles : on sait que, pour des électrons de plusieurs dizaines de mille e. v., l'émission totale du rayonnement X (fond continu et raies) ne correspond encore qu'au centième de l'énergie reçue par une anticathode lourde, la plus grande partie de cette énergie étant dissipée en chaleur.

A partir de quelques centaines de mille e. v., on n'a que très peu de renseignements expérimentaux sur la façon dont varie cet effet de perte brusque d'énergie : quelques indications dues à Skobeltzyn ont trait à des électrons d'énergie comprises entre $0,5 \cdot 10^6$ et 10^6 e. v. mais les données les plus importantes sont celles de C. D. Anderson et de S. H. Neddermeyer ⁽¹⁾, et concernent des électrons d'énergie moyenne du rayonnement cosmique. Il est nécessaire d'en parler.

(¹) C. D. ANDERSON et S. H. NEDDERMEYER, *Phys. Rev.*, loc. cit.

Résultats d'Anderson et Neddermeyer. — Dans une chambre de Wilson déclanchée par des compteurs, on enregistre le passage de particules du rayonnement cosmique. La chambre a un diamètre de 15 cm. et est placée dans un champ magnétique uniforme de 19 000 gauss ; une plaque de 1 cm. de plomb, installée dans la chambre, est traversée à peu près normalement par les particules. Pour des électrons de 30 à 250 millions d'e. v. il est possible de mesurer la courbure de la trajectoire avant et après la traversée de l'écran de plomb. On a ainsi l'indication de la perte d'énergie dans le plomb par centimètre traversé. Cette perte d'énergie a pu être bien mesurée pour 9 trajectoires d'électrons : le tableau n° II donne les valeurs observées.

TABLEAU II

Electrons du rayonnement cosmique :
Perte d'énergie dans le plomb (ANDERSON et NEDDERMEYER).

Signe de la charge	Energie initiale en millions d'e. v.	Energie finale	Perte d'énergie	Epaisseur traversée en cm.	Perte d'énergie spécifique par cm. de plomb
—	113	86	27	1,35	20
—	240	220	20	1,1	18
—	220	160	60	1,1	55
+	38	6	32	1,1	29
+	63	23	40	0,7	57
+	200	125	75	1,1	68
+	140	20	120	1,0	120
—	106	26	80	1,0	80
—	110	12	98	1,5	65

On voit que ces pertes d'énergies sont très différentes l'une de l'autre, surtout si l'on défalque de ces valeurs celle de l'énergie perdue par ionisation courante, c'est-à-dire $12,5 \cdot 10^6$ e. v. dans la traversée de 1 cm. de plomb. Pour expliquer cela on peut imaginer deux interprétations possi-

bles, en faisant intervenir soit des rencontres avec des électrons extranucléaires, soit des effets de freinage au voisinage des noyaux atomiques avec émission de rayonnement. Anderson montre que la première hypothèse est insoutenable, et que seule la seconde peut servir de base à l'interprétation du phénomène.

La moyenne des valeurs du tableau II est de $55 \cdot 10^6$ e. v. et montre que pour des électrons de 30 à $250 \cdot 10^6$ e. v., la perte d'énergie avec émission de rayonnement est nettement supérieure à la perte d'énergie par ionisation le long de la trajectoire. De nouvelles mesures ont porté à $90 \cdot 10^6$ e. v. la moyenne de la perte d'énergie des électrons de $150 \cdot 10^6$ e. v. dans la traversée de 1 cm. de plomb, accentuant encore l'importance de l'effet de freinage.

Ainsi voilà un effet très important qui semble croître beaucoup en intensité entre 10^6 et 10^8 e. v., puisqu'il passe de $\frac{i}{100}$ à $5i$, i représentant la perte d'énergie par ionisation qui reste à peu près constante dans ces limites. Il est intéressant d'avoir des indications expérimentales nouvelles, même si elles sont peu nombreuses ; c'est le but d'une partie de ce travail.

Répercussions de la connaissance de la perte d'énergie avec émission de rayonnement. — Si l'on pouvait connaître comment varie l'effet de perte d'énergie par freinage nucléaire avec émission de rayonnement en fonction de l'énergie de l'électron et de la matière traversée, on aurait des arguments sans doute décisifs pour répondre à un certain nombre de questions soit expérimentales, soit théoriques. Dans le domaine expérimental nous verrons au cours de la discussion des résultats de nos travaux, comment le problème de la nature de la partie ultra-pénétrante du rayonnement cosmique est lié à la connaissance de cette variation ; dans le domaine de la théorie, nous verrons comment certains modes de calcul et certaines hypothèses peuvent être ou non légitimés.

Aperçu sur les dispositifs expérimentaux réalisés

Nos expériences se rapportent aux particules que l'on trouve aux deux extrémités du domaine d'énergie dont nous venons de broser le tableau, c'est-à-dire d'une part aux électrons de faible énergie (1 à 3 millions d'e. v.), d'autre part aux particules de différentes duretés du rayonnement cosmique. L'ensemble a nécessité 3 dispositifs expérimentaux.

a) Une petite chambre de Wilson verticale de 11 cm. de diamètre avec un champ magnétique de 1 400 gauss pour les électrons de faible énergie.

b) Une très grande chambre de Wilson verticale de 55 cm. de hauteur sur 15 cm. de largeur qui a fonctionné dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue, soit 13 000 gauss dans tout le volume de la chambre, pour l'étude de la partie très pénétrante du rayonnement cosmique.

c) Une installation de compteurs à électrons avec dispositif de sélection des coïncidences, qui a servi, soit seule pour des mesures sur le rayonnement cosmique, soit conjuguée avec l'un ou l'autre des deux appareils de Wilson pour les déclancher au passage des particules à étudier. Nous décrivons en détail les dispositifs expérimentaux avant les expériences correspondantes.

PREMIÈRE PARTIE

Interaction avec la matière des électrons de 1 à 3.10^6 e. v.

Dispositif expérimental. Source de rayonnement. — On a utilisé pour l'étude de ces électrons une chambre à détente de 11 cm. de diamètre. Cette chambre est entourée de 2 bobines de Helmholtz permettant d'obtenir en permanence un champ magnétique, uniforme à 2 0/0 près, de 2 000 gauss dans toute la partie utile de l'appareil. Elle peut être déclanchée soit au hasard, soit par les impulsions ou les coïncidences d'impulsions de compteurs à électrons, selon la méthode de Blackett et Occhialini. Dans ce dernier cas, on disposait de petits compteurs à fil ayant des parois minces de $5/1000$ de millimètre d'aluminium, la chambre étant elle-même percée de deux fenêtres de 9 cm^2 chacune, fermées par des feuilles d'aluminium de même épaisseur. Il est ainsi possible de sélectionner les particules pénétrantes qui se trouvent en faible proportion dans un rayonnement plus mou, ce que nous avons fait en utilisant comme source d'électrons des éléments radioactifs préparés en irradiant du soufre et de l'or par des neutrons ⁽¹⁾.

Mais le plus souvent nous avons déclanché l'appareil au hasard, sans employer les compteurs, ce qui est avantageux lorsque les particules pénétrantes traversant la chambre sont

(1) Nous remercions M. et Mme Joliot-Curie d'avoir bien voulu nous préparer ces sources à l'Institut du Radium.

en nombre suffisant, car alors les trajectoires sont plus fines, et la précision sur les mesures de courbures est plus grande. Le dispositif de compteurs à coïncidences sera décrit ultérieurement.

La chambre de Wilson ne présente pas de particularités remarquables ; signalons seulement le dispositif d'éclairage : la lampe (fig. 1) est un cylindre dans lequel on place des feuilles d'aluminium battu ; on la remplit d'oxygène, et la

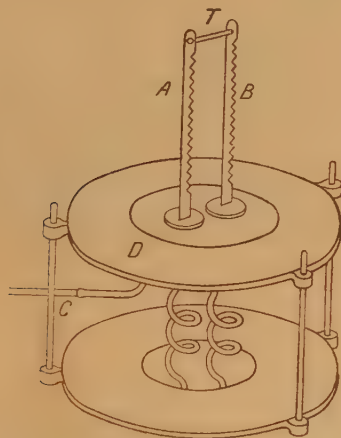


Fig. 1. — Schéma de la lampe à feuille d'aluminium.

La feuille d'aluminium battu se place entre les griffes de laiton A et B ; la canalisation C amène l'oxygène ; T est une tige en quartz. Le court-circuit est établi entre A et B à travers la feuille d'aluminium. Un cylindre métallique fermé à sa partie supérieure est posé sur D et coiffe la lampe ; il laisse passer la lumière par une plaque de verre latérale.

combustion de l'aluminium dans l'oxygène donne une lueur très vive et rapide qui permet d'obtenir de bons clichés. Cette combustion s'effectue en mettant l'aluminium en court-circuit sur le courant du secteur au moment opportun, sans autre précaution. Ce dispositif est analogue à celui des lampes Vacublitz qui servent aux photographes. Il suffit de

changer les feuilles d'aluminium battu pour remettre la lampe en état. L'avantage de ce dispositif est sa grande simplicité et sa grande intensité lumineuse ; l'inconvénient est la nécessité d'une manœuvre à chaque détente.

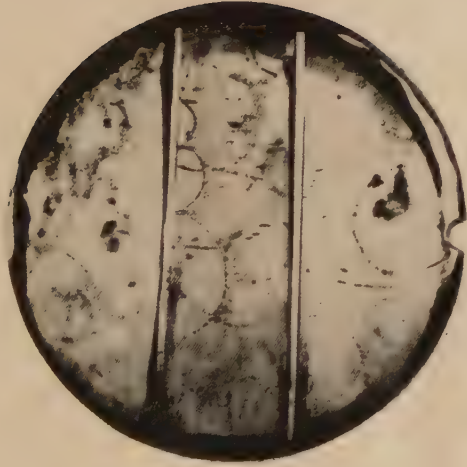
Sources d'électrons. — En dehors des sources dont nous avons parlé plus haut, nous avons utilisé souvent une source de Radiothorium + Béryllium protégée de tous côtés par 13 cm. de plomb : les électrons observés dans la chambre proviennent de l'action des photons sur les parois ou les écrans de la chambre. L'analyse, au moyen des électrons de Compton issus d'un écran de plomb de $1/10^6$ de millimètre d'épaisseur placé au travers de la chambre montre que le rayonnement se compose surtout de photons du ThC'' et d'autres photons de moindre énergie ; il y a aussi un petit nombre de photons d'énergie supérieure à $2,6 \times 10^6$ e. v., accompagnant l'émission de neutrons de la source, et une forte proportion de photons diffusés. L'intérêt de cette disposition est d'obtenir bon nombre d'électrons de 2×10^6 e. v. environ avec en plus quelques électrons d'énergie plus grande.

Expériences effectuées. — Nous avons pris environ deux mille clichés stéréoscopiques avec un champ magnétique de 1400 gauss. Sur les trajectoires d'électrons, nous avons observé 150 traversées d'écrans variées, Al, Ag, Li, et surtout lame de plomb de $1/10^6$ mm. d'épaisseur, et nous avons d'autre part observé au sein du gaz (argon) des phénomènes divers.

Observations préliminaires. Réflexions d'électrons. — Il est nécessaire de faire, pour la bonne interprétation des résultats, quelques observations préliminaires sur les figures observées :

On remarque fréquemment des groupes de deux électrons partant d'un même point du métal ou du gaz, ou aboutissant au même point, selon la figure 2. Cette figure peut s'inter-

2951



Guirlande formée sous la plaque supérieure (Pb $\frac{2}{10}$ mm.) par les réflexions successives d'un électron de faible énergie ($W = 0,35 \cdot 10^6$ e.-v.).

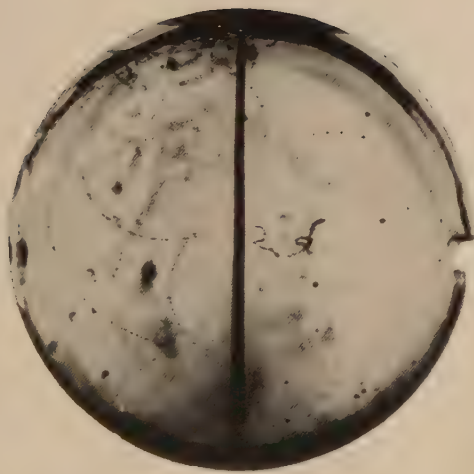
1069



On remarque, à la partie supérieure, deux réflexions successives d'un électron négatif, sur la paroi de la chambre puis sur la plaque d'Al (1,5 mm.).

L'énergie initiale est $0,7 \cdot 10^6$ e.-v., l'énergie finale $0,5 \cdot 10^6$ e.-v.

1491



Chacun des deux électrons que l'on voit à la partie supérieure se réfléchit deux fois de suite sur la plaque d'argent de 0,5 mm. Celui de plus grande énergie a $2,1.10^6$ e. v. Il subit d'ailleurs dans son parcours dans l'argon une perte brusque d'énergie de $0,9.10^6$ e. v.

1014



Electron négatif traversant une plaque d'Al de 1,5 mm. d'épaisseur.

$$W = 2,3.10^6 \text{ e.-v.},$$

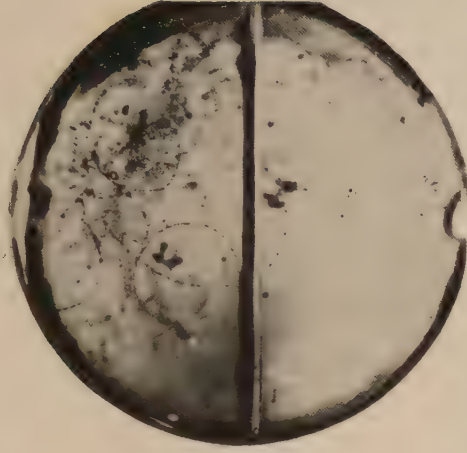
$$\Delta w \text{ à la traversée} = 1,5.10^6 \text{ e.-v.}$$

Cette perte d'énergie est beaucoup plus élevée que la perte d'énergie minimum par ionisation courante dans la traversée de cet écran.





Electron négatif de $1,25.10^6$ e. v. traversant la plaque supérieure Al (0,7 mm.) en perdant $0,1 \times 10^6$ e.-v., puis se réfléchissant sur la plaque inférieure (Al 1,5 mm.) en perdant $0,65.10^6$ e.-v.



Sur ce cliché :

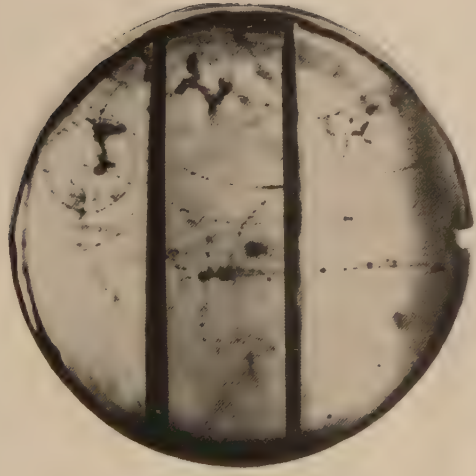
1° Un électron négatif de $0,85.10^6$ e.-v. traverse la plaque de plomb (1/10 mm.) en perdant $0,45.10^6$ e.-v.;

2° Un électron de $0,45.10^6$ e.-v. subit deux chocs successifs avec perte brusque d'énergie de $0,25.10^6$ e.-v. (au sein du gaz, argon);

3° Un choc intéressant d'un électron de $0,8.10^6$ e.-v. (voir le détail plus loin, planche IX cliché de droite).



1257



On voit : 1° un rayon non dévié, traversant la plaque inférieure (sans doute cosmique) ;
2° Un électron négatif se réfléchissant sur la plaque inférieure : $W = 1,7.10^6$ e.-v. Il perd $0,6.10^6$ e.-v. ;
3° Un électron négatif venant du haut et se réfléchissant sur la plaque supérieure : son énergie est de $1,2.10^6$ e.-v. avant le choc et $0,8.10^6$ e.-v. après le choc ;
4° Entre la plaque inférieure et le bas de la chambre, un électron négatif dont la trajectoire fait un coude léger puis une réflexion dans le gaz. Les énergies sont : $> 1,3$ e.-v. pour la branche venant du bas, 1 pour la branche intermédiaire, 0,2 après réflexion.

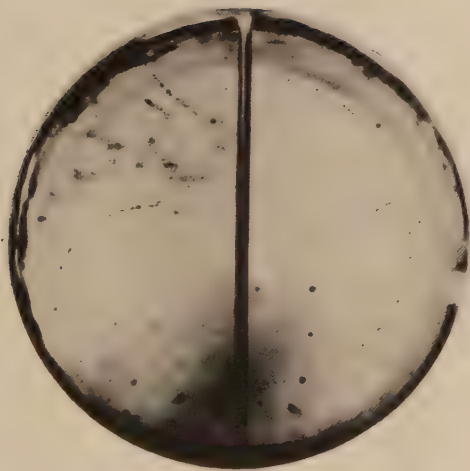
1433



Perte brusque d'énergie dans l'argon :

$$W = 1,2.10^6 \text{ e.-v.}$$
$$\Delta W = 0,3.10^6 \text{ e.-v.}$$

1027

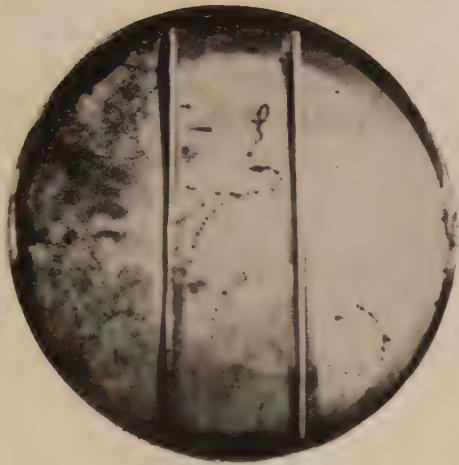


Perte brusque d'énergie d'un électron négatif dans l'argon (partie inférieure du cliché).

$$W = 1,1.10^6 \text{ e.-v.},$$

$$\Delta w = 0,1.10^6 \text{ e.-v.}$$

2438

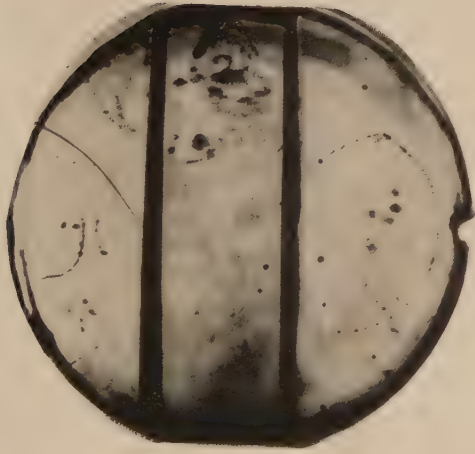


Entre les deux plaques de plomb, électron négatif se réfléchissant sur un noyau d'argon, ou bien paire d'électrons. La source de rayonnement γ est sur la verticale, vers le haut.

$$W = 1.10^6 \text{ e.-v.},$$

$$\Delta w = 0,5.10^6 \text{ e.-v.}$$

1297

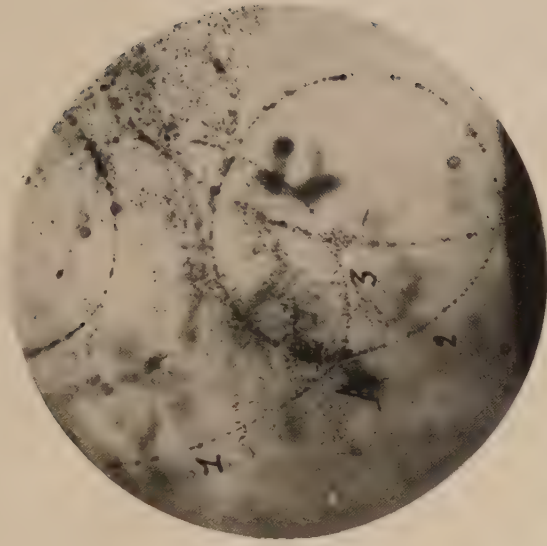


Perte d'énergie d'un électron positif dans l'argon.

$$W = 0,9 \cdot 10^6 \text{ e.-v.},$$

$$\Delta W = 0,15 \cdot 10^6 \text{ e.-v.}$$

2369



Choc d'un électron de $0,8 \cdot 10^6 \text{ e.-v.}$ contre un autre électron avec angle de fourche aigu.
L'angle en A : $\theta \approx 60^\circ$.

$$W_1 = 0,85 \cdot 10^6 \text{ e.-v.},$$

$$W_2 = 0,4 \cdot 10^6 \text{ e.-v.},$$

$$W_3 = 0,35 \cdot 10^6 \text{ e.-v.}$$

prêter par l'hypothèse d'une matérialisation de photon en A, mais on n'a en général aucune certitude sur le sens dans lequel est décrite chaque branche de la paire. Il n'est pas facile de faire état de la direction de la source, car on sait que les rayonnements obtenus avec les sources précédemment indiquées sont complexes.

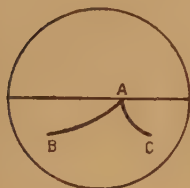


Fig. 2.

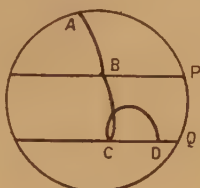


Fig. 3.

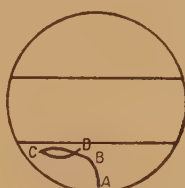


Fig. 4.

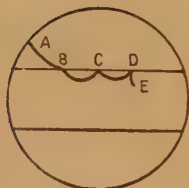


Fig. 5.

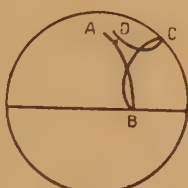


Fig. 6.

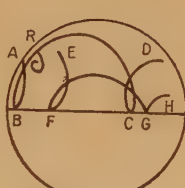


Fig. 7.

On peut, dans certains cas favorables, avoir une indication sur le sens de description des trajectoires AB et AC de la figure 2. Les clichés qui sont reproduits ci-dessus donnent de telles indications et attirent l'attention sur l'importance des phénomènes de changements brusques de direction sous grands angles. Les énergies W sont indiquées en millions d'électron-volts.

Figure 3. — P et Q sont deux plaques d'aluminium de $7/10^6$ et $15/10^6$ de millimètre :

$$W_{AB} = 1,4; \quad W_{BC} = 1,2; \quad W_{CD} = 0,5.$$

L'angle en C est 130° . Le phénomène observé en C n'est pas une matérialisation, car le rayon AC vient de A vers C. Comme son énergie en C est supérieure à celle de CD, l'interprétation la plus simple est celle d'un changement brusque de direction sous un grand angle du négaton AC ⁽¹⁾.

Figure 4. — Le positon AB subit deux coudes au sein même du gaz, avec changement de direction de 80° et 120° . Il n'y a pas matérialisation en C. W_{AB} est imprécis mais supérieur à 1,3 ; W_{BC} est compris entre 0,7 et 1 ; $W_{CD} = 0,2$.

Il y a donc deux pertes brusques d'énergie aux deux coudes.

Figure 5. — On voit un positon AB qui traverse la plaque supérieure puis subit en C et D deux changements de direction de 70° et 130° :

$W_{AB} = 2$ environ ; $W_{BC} = 0,3$; $W_{CD} = 0,2$; W_{DE} est petit et non mesurable.

Figure 6. — Plusieurs clichés analogues à celui-ci ont été obtenus :

$$W_{AB} = 2,1 \pm 0,2 ; \quad W_{BC} = 0,9 ; \quad W_{CD} = 0,5.$$

Les angles sont 135° en B et 90° en C. Lorsque le changement de direction ne s'est pas produit au sein du gaz, il n'est pas possible de savoir s'il y a eu perte brusque d'énergie ; car le rayon peut pénétrer plus ou moins à l'intérieur de la matière solide. La figure 6 peut s'interpréter par deux changements successifs de direction du négaton AB.

Figure 7. — La plaque est de 0,5 mm. d'argent. On voit sur le même cliché deux négatons qui présentent chacun deux réflexions successives.

Il y a en plus, en R, sur la portion BC, un changement brusque de courbure important, sans changement de direc-

(¹) Tous les clichés étant stéréoscopiques, l'examen stéréoscopique des positifs ne laisse aucun doute sur la coïncidence dans l'espace des points de rencontre observés.

tion de plus de 10 degrés. Cela confirme le sens dans lequel la trajectoire est décrite. Les énergies sont :

$W_{AB} > 2,5$, mais non mesurable ;

$$W_{BR} = 2,5 ; \quad W_{RC} = 1,3 ; \quad W_{CD} = 0,95.$$

Les angles sont 160° environ en B et en C.

L'observation de ces figures montre déjà que, pour des électrons de l'énergie considérée, il y a de très importants phénomènes de changements de direction sous de grands angles, de « réflexions » d'électrons sur les noyaux. C'est l'effet bien connu et que l'on sait être très intense pour des électrons d'énergie inférieure. Il est nécessaire de le prendre encore en considération pour les énergies de 1 à 3 millions d'e. v. et, dans l'étude des matérialisations, il faut faire attention à l'apparence de production de paires présentée parfois par ces phénomènes. Nous donnerons plus loin d'autres renseignements sur ces « réflexions ».

Pertes brusques d'énergie dans le gaz.

Nous avons observé au sein du gaz de la chambre (argon) un certain nombre de coudes ; ils correspondent souvent à une différence d'énergie entre les deux branches ; on peut les interpréter soit comme une paire d'électrons, soit comme le choc nucléaire d'un électron avec changement de direction et émission de photon.

Si une paire d'électrons est créée au sein du gaz, on doit avoir entre les énergies cinétiques des deux branches la relation $[W_1 + W_2 + 10^6 \text{ e. v.} = h\nu]$

$h\nu$ étant un quantum existant dans le rayonnement incident. Comme l'examen des électrons de Compton montre qu'il existe dans nos conditions d'expériences très peu de photons dont le quantum est supérieur à $2,6 \times 10^6 \text{ e. v.}$, on aura une très faible proportion de paires correspondant à ces photons,

même si la probabilité de création des paires est une fonction rapidement croissante de l'énergie du photon. On aura donc : $W_1 + W_2 \leq 1,6 \cdot 10^6$ e. v., le signe $<$ étant mis pour tenir compte des photons de plus petit quantum ou des photons du Th C'' qui auraient déjà perdu une partie de leur énergie par diffusion. De plus la direction d'émission de la paire sera de préférence celle du rayonnement incident. Si ces conditions ne sont pas remplies, on ne peut pas avoir affaire à la création d'une paire d'électrons au sein du gaz, et il s'agit d'une perte brusque d'énergie par choc nucléaire avec émission de photon.

Dans une première série d'expériences, nous avons trouvé, sur une longueur totale de 25 m. de trajectoires observées, trois pertes brusques d'énergie de plus de $0,4 \cdot 10^6$ e. v., et trois autres de l'ordre de $0,3 \cdot 10^6$ e. v., ainsi que deux pertes plus faibles d'énergie. Il y a sans doute un plus grand nombre de pertes d'énergie relativement faibles, mais on ne pouvait pas les voir avec certitude en général dans le cas des grandes énergies initiales, car la mesure des courbures n'est plus très précise ; on ne pouvait pas les voir non plus dans le cas d'énergies faibles, car alors on observe de petites déviations fréquentes de la trajectoire et cela diminue la précision de la mesure. Si nous considérons ces huit trajectoires deux seulement pourraient correspondre à une paire ; les autres pertes d'énergies sont dues à des chocs nucléaires : il y a cinq trajectoires d'électrons négatifs et une d'électron positif.

Au cours d'une autre série d'expériences, nous avons observé dans l'argon onze phénomènes analogues aux précédents. Parmi eux, deux seulement pourraient être l'apparition d'une paire, les autres sont des chocs nucléaires : six présentent des pertes d'énergie de plus de 300.000 e. v. La longueur totale des trajectoires observées est de 50 mètres.

Un électron de grande énergie, perdant brusquement la presque totalité de son énergie au sein du gaz, a été observé.

Le tableau III donne les valeurs de l'énergie initiale et de la perte d'énergie observées dans ces deux séries, ainsi que les angles de changement de direction et le signe de la particule. Il n'y a, dans l'ensemble des clichés, que quatre cas possibles de paires prenant naissance dans l'argon.

TABLEAU III

Pertes brusques d'énergie dans l'Argon.

Figure	N° du cliché	W_1 en millions d'e. v.	W_2	ΔW	Changement de direction $\Delta\theta$	Signe de l'électron	Observations
	1 491	2,1	1,2	0,9	$< 10^\circ$	—	
	2 607	> 2	$< 0,1$	> 2		?	
	2 413	2	1,3	0,7	75°	—	2 traverse ensuite la lame Pb.
	2 030	1,7	1	0,7	50°	—	1 a déjà traversé la lame Pb.
	2 487	1,2 à 1,7	0,7	0,5 à 1	120°	—	
	1 483	1,25	1,7	$\approx 0,45$	$< 10^\circ$	+	
	2 665	1,25	0,5	0,75	160°	—	
	1 520	1,25	1	0,25	$< 10^\circ$	—	
	1 596	1	0,9	0,1	25°	—	
	1 003	0,7 à 1	0,2	0,5 à 0,8	35°	—	
	1 207	0,75	0,9	0,15	40°	+	
	2 438	0,8	0,5	0,3	180°	—	
	2 611	0,85	0,75	0,1	140°	—	
	2 592	0,6	0,5	0,1	170°	—	paire possible
	2 252	0,4	0,9	0,5	50°	+	
	1 257	0,5	0,2	0,3	100°	—	
	2 369				110°	—	

Comparaison de ces résultats avec les données théoriques.
— Si l'on compare aux données théoriques les résultats de ces expériences, on trouve des valeurs très différentes : la théorie permet de calculer la probabilité pour qu'un électron d'énergie déterminée perde brusquement une énergie donnée sur un certain parcours de trajectoire. Ainsi la probabilité pour qu'un électron de $1,5 \cdot 10^6$ e. v. perde brusquement une énergie de plus de $0,250 \cdot 10^6$ e. v. dans la traversée de 2 m. d'argon est de l'ordre de 2 p/o : sur 100 m. de trajectoires dans l'argon on ne devrait constater en moyenne qu'un phénomène de ce genre. En admettant que la chance ait favorisé l'apparition de tels phénomènes, nous trouvons, dans les conditions de notre expérience, un résultat de 5 à 10 fois supérieur aux indications théoriques. Ce résultat vient d'être confirmé par un récent travail de Skobel'tzyn ⁽¹⁾ qui a étudié les pertes brusques d'énergie des électrons dans l'azote et a trouvé des divergences plus considérables encore.

Traversées d'écrans métalliques.

Quelques mesures ont été faites avec un écran d'argent de 0,5 mm. d'épaisseur ; quelques autres avec un écran de 5 mm. de lithium. La plus grande série a été exécutée soit avec un écran de plomb de 1/10 mm., soit avec deux écrans de 1/10 et 2/10 mm. placés parallèlement dans la chambre. Nous avons pris ces écrans minces pour que le rayon n'ait pas grande chance de suivre dans le métal un parcours trop compliqué, et pour qu'il n'ait qu'une probabilité faible de subir plus d'une fois une perte d'énergie notable par choc nucléaire avec émission de rayonnement.

Avec l'écran de plomb de 1/10 mm. d'épaisseur placé dans la chambre à détente, une centaine de traversées par des élec-

(1) D. SKOBEŁTZYN. *Nature*, 137, 1936, p. 234.

TABLEAU IV

Traversées d'écrans métalliques.

Signe	N° du cliché	Energie W en millions d'e. v.	ΔW	Epaisseur de l'écran	Change- ment de direction $\Delta\theta$	Angle d'in- cidence (moyenne) θ
—	1 729	1,2	$0,4 \pm 0,1$	Lithium 5 mm.		
—	1 734	1,7	$> 0,2$	»	10°	50°
—	1 770	1,1	$0,5 \pm 0,1$	»	20	30
—	1 807	0,9	$< 0,4$	»	10	10
—	1 830	1,9	$0,3 \pm 0,9$	»	20	20
+	1 915	0,8	$0,5 \pm 0,05$	Plomb 1/10 mm.	20	15
+	1 918	0,6	$< 0,3$	»		
—	1 920	2,0	$< 0,3$	»	15	15
+	1 935	$> 1,7$	$< 0,3$	»	30	15
—	2 009	> 2	$< 0,5$	»	15	20
—	2 042	0,85	$< 0,3$	»	< 10	< 10
—	2 055	$> 2,5$	$\approx 1,2$	»	20	30
—	2 092	0,5	$< 0,3$	»	< 5	15
—	2 113	2	$< 0,4$	»	100	50
+	2 115	0,6	$< 0,3$	»	40	
—	2 115	1,2	$0,45 \pm 0,05$	»	< 5	35
—	2 117	1,6	$0,2$	»	35	20
—	2 150	0,8	$0,35$	»		
+	2 208	0,8	$\approx 0,3$	»	90	45
—	2 230	1,4	$\approx 0,5$	»	45	25
—	2 237	0,7	$\approx 0,3$	»	45	30
—	2 251	0,8	$\approx 0,3$	»	< 10	< 10
—	2 258	1,4	$0,6$	»	< 10	< 10
—	2 291	1,2	$0,4$	»	45	30
—	2 300	0,4	$< 0,25$	»	< 10	< 10
—	2 314	0,7	$0,5$	»	< 10	< 10
?	2 317	0,4	$< 0,25$	»	50	45
—	2 325	1,4	$0,5 \pm 0,1$	»	90	45
—	2 344	0,9	$0,4$	»	90	
—	2 344	1,2	$< 0,25$	»	90	50
—	2 345	1,8	$< 0,25$	»	45	20
—	2 369	0,85	$0,45$	»		
—	2 405	0,9	$0,55$	»	< 10	< 10
—	2 408	1,7	1	»	90	45
—	2 413	1,4	$< 0,3$	»	< 10	40
—	2 434	1	$0,9$	»	45	20
—	2 437	0,8	$< 0,25$	»	< 5	< 5
—	2 500	0,7	$< 0,25$	»	90	45
—	2 525	0,7	$< 0,25$	»	30	45
—	2 539	1,7	$0,7$	»	55	35
—	2 546	2,3	$0,4$	»	20	10
—	2 566	1,2	$< 0,2$	»	< 10	60

TABLEAU IV. (Suite).

Signe	N° du cliché	Energie W en millions d'e. v.	ΔW	Epaisseur de l'écran	Change- ment de direction $\Delta\theta$	Angle d'in- cidence (moyenne) θ
+	2 590	0,7	$< 0,25$	Plomb 1/10 mm.	40°	
—	2 593	1,3	$< 0,3$	»	50	30°
	2 600	0,8	$< 0,25$	»	< 5	< 5
—	2 602	1,4	$0,4 \pm 0,2$	»		
	2 603	0,9	$< 0,2$	»	25	30
—	2 611	$> 2,1$	$> 0,4$	»	40	30
—	2 611	1,7	$0,6 \pm 0,1$	»	10	10
	2 622	1,2	$< 0,25$	»	30	25
—	2 622	0,8	0,3	»	30	15
+	2 650	1,2	0,4	»	60	
	2 666	0,8	$< 0,3$	»	< 10	
—	2 666	1,2	$< 0,3$	»	< 10	
—	2 434	2,2	1,2	Plomb 2/10 mm.	70	30
—	2 443	1,2	0,4	»	20	20
—	2 504	1,9	1,3	»	85	
	2 610	1,7	$< 0,35$	»	40	20
—	2 633	$> 1,7$	$> 0,6$	»	< 10	25
—	2 635	> 2	$> 1,2$	»	30	45
—	2 636	$> 2,4$	$> 0,3$	»	< 10	45

trons rapides ont été observées. Le nombre de celles sur lesquelles des mesures précises de perte d'énergie ont pu être faites se réduit à 60, dont la moitié est due à des électrons d'énergie initiale supérieure au million d'e. v.

Or la perte d'énergie dans la traversée de la lame de plomb se compose d'une part due à l'ionisation, et d'une part due aux rencontres nucléaires. La première est évaluée à 125 000 e. v. pour un parcours réel de 1/10 mm. dans le plomb. Nous avons trouvé dans la mesure de la perte d'énergie à la traversée de la lame des valeurs parfois beaucoup plus considérables. Mais on ne peut pas dire que la différence corresponde toujours à des chocs nucléaires car on ne connaît pas le parcours *réel* de l'électron dans la lame de plomb,

parcours qui doit être compliqué malgré la faible épaisseur de la lame. En admettant pour le parcours réel le double de l'épaisseur traversée, les pertes d'énergie par chocs nucléaires sont 5 à 10 fois plus importantes que ne le prévoit la théorie.

Le tableau IV donne les indications sur les traversées. Ce que nous venons de dire montre que les observations de traversées ont beaucoup moins de valeur que les observations de coudes dans le gaz, puisque, dans ce dernier cas, l'on n'a pas d'incertitude sur les chemins réellement parcourus.

On peut d'ailleurs avoir une idée sur le nombre et l'importance des déviations dans la traversée par un électron d'énergie déterminée d'une feuille de plomb de 1/10 mm. En effet l'observation des changements de direction des trajectoires dans l'argon donne une statistique valable pour ce gaz, et la correspondance entre l'argon et le plomb se fait selon une loi en Z^2 pour ces changements de direction.

Electrons positifs et négatifs. — La traversée de la lame de plomb permet de connaître le signe de l'électron correspondant. On a observé 50 traversées d'électrons négatifs et 10 traversées d'électrons positifs. Il est à noter que la plupart des électrons négatifs ont des énergies élevées, alors que l'énergie des électrons positifs ne dépasse jamais, sauf en un cas, $1,6 \cdot 10^6$ e. v. Or, cette valeur est la limite supérieure de l'énergie des électrons positifs formés par matérialisation des photons $\text{Th C}''$; le résultat est favorable à l'hypothèse que ces électrons positifs sont bien dus à des matérialisations de photons. Celui qui possède une énergie supérieure peut être dû à la création d'une paire par un des photons d'énergie supérieure à $2,6 \cdot 10^6$ e. v., existant en faible proportion dans le rayonnement frappant la chambre.

Rayons s'arrêtant sur une plaque de plomb. — Un certain nombre d'électrons d'assez grande énergie apparaissent entre les deux plaques minces de plomb et n'émergent ni de l'une

ni de l'autre : on a le schéma de la figure 8 ou celui de la figure 9 avec une seule plaque en métal. En général dans les deux cas, on ne connaît pas le signe de l'électron.

On peut dire des rayons entre les deux plaques que ce sont presque tous des électrons négatifs sortant de la plaque du haut et tombant sur celle d'en bas. L'on n'a aucune certitude pour chaque rayon en particulier, mais, dans l'ensemble, la plupart sont certainement des électrons négatifs émis par les photons de $2,6 \cdot 10^6$ e. v. du Th C'' de la source ; c'est le phénomène le plus fréquent. Il faut considérer que le mini-

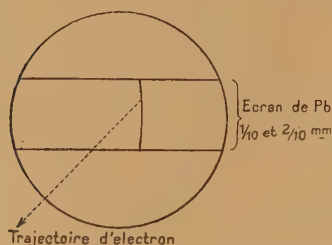


Fig. 8.

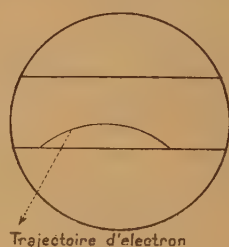


Fig. 9.

mum de perte d'énergie d'un électron dans la traversée de $1/10$ mm. de plomb est ici environ le $1/10$ de son énergie totale ; dès que l'énergie est tombée à la moitié de la valeur initiale, l'électron subit dans le plomb un nombre important de chocs qui lui feront faire un chemin très compliqué. Si donc après son entrée dans le plomb un électron de 1 à 2 millions d'e. v. subit 2 ou 3 déviations appréciables, il peut fort bien rester dans le plomb sans en sortir. L'observation de quelques électrons de grande énergie arrêtés par $1/10$ mm. de plomb est en accord avec les bilans des traversées de cette lame, et confirme le caractère complexe des chemins parcourus à l'intérieur.

Paires produites dans le plomb et l'argon ou réflexions sur les écrans.

Les tableaux V donnent les résultats d'un assez grand nombre de figures obtenues soit dans le gaz, soit sur la lame de plomb. Nous avons vu plus haut comment certains cas particuliers peuvent recevoir une interprétation totale ou partielle, mais nous savons aussi qu'il est difficile dans le cas général, lorsqu'on observe des trajectoires concourant en un point de l'écran ou du gaz, de dire s'il s'agit d'un phénomène de matérialisation ou de la réflexion d'un électron. Nous pouvons être guidés parfois par certains arguments : nous avons vu par exemple que si le point A (fig. 2) est dans le gaz ou sur un écran très mince, la considération des énergies des deux branches peut donner un argument très solide pour ou contre l'hypothèse de la création de paires d'électrons. Si $W_{AB} + W_{AC} + \text{Energie de création des 2 électrons} = h\nu$ et que le $h\nu$ corresponde au quantum du rayonnement incident, il est très probable que AB et AC sont deux électrons issus de A. C'est ainsi que I. Curie et F. Joliot et d'autres ⁽¹⁾ ont montré que les rayons gamma du Be excité et ceux du Th C'' pouvaient produire des matérialisations d'électrons.

Mais il y a encore des données statistiques qui peuvent, pour l'ensemble des phénomènes observés (et non plus pour des cas particuliers) rendre vraisemblable une interprétation plutôt qu'une autre. Nous allons en voir un exemple dans l'étude des résultats du tableau V.

(1) I. CURIE et F. JOLIOT. *Journ. de Phys.*, VII, 8, 1933, p. 494 ;
L. MEITNER et K. PHILLIP. *Naturw.* ; CHADWICK, etc. *Nature*.

TABLEAU V

Tableau général des réflexions et des paires possibles.

Figure	N°	Ecran	W ₁ en millions d'e. v.	W ₂	Δθ en degrés
	1 596	Argon	1	0,9	25
	1 629	Ag 1/10 mm.	0,9	0,6	160
	1 684	Ar	0,7	0,8	20
	1 692	Ag 1/10 mm.	0,8	0,3	150
	1 856	Pb 1/10 mm.	1,2	0,85	160
	1 891	»	1,05	0,8	100
	1 892	»	0,85	0,75	110
	1 924	»	1,7	1,3 ± 0,2	160
	1 961	»	1,2	0,8	180
	2 044	»	0,4	0,2	
	2 041	»	1,6	1,2	130
	2 043	»	0,3	1,3	90
	2 045	»	0,5	0,5	160
	2 062	»	0,5	0,2	140
	2 072		0,3	0,3	140
	2 097		0,5	0,5	140
	2 134	guirlande dans le gaz			
	2 148	Pb 1/10 mm.	0,75	1,2	150
	2 160	»	0,7	0,3	90
	2 160	»	1,2	< 1,2	90
	2 189	»	≧ 2,1	1,1	120
	2 190	»	0,5	0,5	140
	2 202	»	0,8	< 0,8	
	2 252	Ar	0,4	0,9	50
	2 272	1/10 mm. Pb	1,2	0,8	150

TABLEAU V (Suite).

Figure	N°	Ecran	W_1 en millions d'e. v.	W_2	$\Delta\theta$ en degrés
	2 310	Pb 1/10 mm.	0,5	0,25	150
	2 321	»	1	0,85	150
	2 333	»	1,5	0,9	120
	2 335	»	0,7	0,7	150
	2 346	Ar	0,8	0,4	
	2 355	Pb 1/10 mm.	2,5	1,2	90
	2 369	Ar			
	2 386	Pb 1/10 mm.	1,5	$\leq 1,5$	170
	2 398	»	1,2	1,2	120
	2 403	»	1,2	0,3	135
	2 407	»	2,2	2,2	80
	2 413	»	1,2	0,7	140
	2 413	Ar	~ 2	1,3	75
	2 437	Pb 1/10 mm.			120 à 160
	2 438	Ar	1	0,5	160
	2 438	Ar	0,8	0,5	180
	2 440	Pb 2/10 mm.	1,2	0,6	100
	2 440	»	guirlande d'un électron < 0		
	2 456	Ar	$> 2,1$	$< 0,8$	80
	2 461	Pb 2/10 mm.	guirlande d'un électron < 0		
	2 461	»	0,8	0,35	170
	2 485	Pb 1/10 mm.	0,4	0,2	
	2 486	Ar	1	0,3	90
	2 487	Ar	1,2 à 1,7	0,7	120
	2 487	Pb 2/10 mm.	$\left. \begin{array}{l} W_1 = 0,8 \\ W_2 = 1,2 \\ W_3 > 1,2 \end{array} \right\}$		160 en A
	2 487	Pb 1/10 mm.			120 en B
	2 509	Pb 2/10 mm.	2	1,2	180

TABLEAU V (Suite).

Figure	N°	Ecran	W ₁ en millions d'e. v.	W ₂	Δθ en degrés
	2 522	Pb 1/10 mm.	0,4	0,3	120
	2 530	»	0,5	0,8	120
	2 538	»	0,8	0,2	150
	2 540	Pb 2/10 mm.	1	0,6	140
	2 539	»	1	0,8	90
	2 552	»	1,2	0,8	160
	2 555	»	1,2	1	180
	2 556	»	0,5	guirlande	140
	2 560	»	0,5	0,8	130
	2 561	»	0,9	0,3	160
	2 587	»	0,5	0,8	110
	2 592	Ar	0,6	0,5	170
	2 595	Pb 1/10 mm.	guirlande : électron < 0		
	2 602	Pb 2/10 mm.	0,9	0,6	120
	2 607	Ar	> 2	0,1	170
	2 611	Pb 2/10 mm.	W ₁ =1,1 W ₂ =0,85 W ₃ =0,75		140
	2 611	Ar			
	2 616	Pb 2/10 mm.	0,6	0,35	180
	2 621	Pb 1/10 mm.	1,7	1,1	150
	2 635	Pb 1/10 mm.	0,7	0,4	150
	2 638	Pb 2/10 mm.	0,6	0,7 ± 0,1	120
	2 639	Pb 1/10 mm.	0,8	0,5	160
	2 640	Pb 2/10 mm.	1,7	1,7	90
	2 643	Pb 1/10 mm.	0,8	0,3	165
	2 651	Ar	> 1,2	0,8	110

TABLEAU V (*Suite et fin*).

Figure	N°	Ecran	W_1 en millions d'e. v.	W_2	$\Delta\theta$ en degrés
	2 654	Pb 1/10 mm.	0,7	0,5	130
	2 659	»	2	< 2	160
	2 661	Pb 2/10 mm.	~ 3	~ 2	
	2 665	Ar	1,25	0,5	160
	2 665	Pb 1/10 mm.	1	0,7	140
	2 668	»	0,85	0,85	160
	2 673	Pb 2/10 mm.	> 1,2	< 1,12	120
	2 688	verre	1	0,3	
	2 699	Pb 1/10 mm.	0,4	> 0,5	150

Résultats d'observations. — Le tableau V se rapporte à 150 clichés sur lesquels on trouve des fourches. On observe d'abord un certain nombre de figures dans lesquelles la trajectoire fait une véritable guirlande le long de l'écran ou dans le gaz, et qui sont manifestement des phénomènes de réflexion ; souvent il y a 4 ricochets successifs ; on ne trouve ces figures qu'avec l'écran de plomb, et jamais avec le lithium. Si maintenant nous excluons ces réflexions multiples, nous allons voir comment se répartissent dans le cas ordinaire où l'on a seulement la figure 2 sans autre indication, les énergies W_1 ou W_2 des trajectoires des deux branches.

Nous adoptons la notation suivante : nous désignons par 1 et 2 les branches de la fourche, le 1 étant la branche qui serait la trajectoire d'un électron négatif arrivant vers l'écran. Ainsi la branche AC est numérotée 1, car le sens de description d'un électron négatif est ici le sens de rotation des aiguilles d'une montre.

On voit sur la figure 10 : 1^o qu'il y a davantage de fourches en position S (au-dessus de l'écran) qu'en position I (en dessous de l'écran); ce qui serait étrange dans l'hypothèse de créations de paires, puisque la plupart des photons viennent de haut en bas; 2^o qu'il y a beaucoup plus de figures pour lesquelles $W_1 > W_2$: soixante figures avec $W_1 > W_2$ contre 12 pour lesquelles $W_1 < W_2$. Or il y a dans la chambre de Wilson, dans nos conditions d'expérience, une grande majorité d'électrons négatifs; on pourrait donc expliquer la proportion des trajectoires pour lesquelles $W_1 > W_2$ par la seule hypothèse de réflexions d'électrons soit positifs, soit négatifs; 3^o Mais il y a davantage de figures pour lesquelles $W_1 < W_2$ en position I qu'en position S.

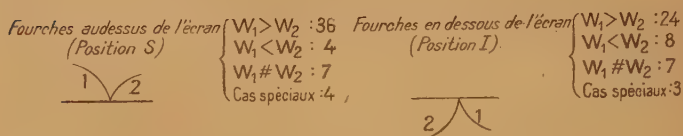


Fig. 10.

C'est là que vont apparaître les paires d'électrons. Dans la création de paires d'électrons, l'énergie cinétique doit se répartir de façon statistiquement symétrique entre les électrons positifs et négatifs. On voit qu'il n'en est pas ainsi, même dans les figures en position I, et cela n'est pas étonnant, à cause de la prédominance des phénomènes de réflexions.

L'étude statistique de ces résultats pourrait être poussée plus loin si l'on avait un nombre très grand de phénomènes. Disons que l'effet de production de paires dans le plomb, avec nos conditions expérimentales, est faible devant l'effet de réflexions sur le plomb des électrons de Compton libérés par le même rayonnement de photons.

Cas intéressant : vérification directe des masses relativistes. — Sur un cliché nous avons obtenu la figure suivante (planche VI, 2369) pour le choc d'un électron de grande énergie avec un électron atomique. En général, le secondaire que l'on observe est éjecté à 90° de la trajectoire primaire, lorsqu'elle possède une grande énergie, et ce secondaire n'a d'ailleurs le plus souvent qu'une énergie faible devant celle du primaire. Les cas où un électron de l'ordre 10^6 e. v. communique à un secondaire une part importante de son énergie sont assez rares. Joliot en a signalé un, sur lequel des bonnes mesures ont pu être faites, l'angle de la fourche était de 60° ⁽¹⁾.

Or, une telle figure est intéressante : en effet les équations du choc (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement) font intervenir les masses et les vitesses des 3 branches de la fourche : elles permettent donc une vérification directe de la variation de la masse avec la vitesse, qui peut être particulièrement bonne puisque les valeurs des masses des électrons varient beaucoup au voisinage de 10^6 e. v. Pour cette énergie, la masse relativiste est déjà 8 fois la masse au repos de l'électron et le changement de la masse relativiste d'un électron qui aura perdu une part notable de son énergie sera important.

Les équations du choc s'obtiennent en écrivant qu'il y a conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie : appelons β la vitesse du rayon avant le choc, β' et β'' les vitesses après le choc θ' et θ'' les angles des trajectoires finales avec la direction de la vitesse initiale, et désignons par γ l'expression $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. On a :

$$\begin{cases} \beta\gamma = \beta'\gamma' \cos \theta' + \beta''\gamma'' \cos \theta'' \\ 0 = \beta'\gamma' \sin \theta' - \beta''\gamma'' \sin \theta'' \\ \gamma = \gamma' + \gamma'' - 1 \end{cases}$$

⁽¹⁾ L'étude de ce cas est faite dans *Radioactivité* de Mme P. Curie, tome I, p. 297. Hermann, édit., Paris, 1935.

Ces équations sont assez bien vérifiées dans le cas de la figure de la planche. L'angle de la fourche est 65° ; l'énergie initiale, $0,85 \cdot 10^6$ e. v., est toutefois supérieure de près de 100 000 e. v. à la somme des énergies des deux branches.

Conclusions.

Les expériences que nous venons de décrire appellent quelques conclusions : Tout d'abord les discussions sur les interprétations des figures observées nous familiarisent avec le comportement des trajectoires d'électrons de $1 \text{ à } 3 \times 10^6$ e. v., avec les difficultés que l'on a si l'on veut interpréter d'une façon indubitable des figures comme les fourches ; elles montrent l'importance relative de certains phénomènes, comme celui des réflexions d'électrons sur des noyaux.

En second lieu, ces expériences apportent une indication sur la perte brusque d'énergie des électrons de $1 \text{ à } 3 \times 10^6$ e. v., par freinage dans le champ des noyaux. Cette indication est en désaccord avec les données de la théorie, le nombre d'effets observés est petit, mais l'indication correspondante est supérieure de 5 à 10 fois aux résultats des calculs théoriques.

Il est difficile de donner la cause de ce désaccord. Dans la théorie, qu'appelle-t-on freinage au voisinage d'un noyau ? Un corpuscule dont les propriétés dynamiques sont représentées par une onde, correspondant à un certain état d'énergie, passe spontanément à un état d'énergie inférieure, avec émission d'un photon, dont la fréquence est donnée par la loi de Planck ($E = h\nu$)⁽¹⁾. C'est ce qui se produit lors de l'émission des rayons X par chocs de rayons cathodiques sur

(1) E est la perte d'énergie, h la constante de Planck, ν la fréquence associée au photon.

une anticathode. La théorie ondulatoire a été donnée par Sommerfeld et fait intervenir les fonctions propres de l'équation de Schrödinger dans le spectre continu, qui correspondent aux trajectoires hyperboliques.

Elle se rattache rigoureusement à la théorie de l'interaction de la matière et du rayonnement donnée par Dirac ⁽¹⁾.

Mais cette théorie, bien contrôlée, a été faite pour des électrons de quelques dizaines de mille e. v. Elle perd toute signification ici, où il faut introduire les équations d'ondes relativistes de Dirac. La transposition exacte de la théorie de Sommerfeld se heurte à de grosses difficultés de calcul. Aussi, prend-on, pour pouvoir aboutir, un chemin plus détourné et moins satisfaisant théoriquement ⁽²⁾. On ne part plus d'ondes déjà déformées par le champ du noyau, mais d'ondes planes. Le champ du noyau et l'interaction avec le rayonnement sont, tous deux, introduits comme perturbations (tout à l'heure, seul le rayonnement jouait ce rôle, l'influence du champ du noyau était traduite par l'expression même des ondes).

La théorie des perturbations de Dirac ne donne, dans les termes du premier ordre du développement, plus aucun effet. Le champ coulombien, pris isolément en l'absence de rayonnement ne provoque pas l'émission de radiation ; et le champ de radiation extérieur ne peut agir sur une onde plane, en raison de la nécessité de conserver la quantité du mouvement et l'énergie. Mais, la combinaison des deux don-

(1) Sommerfeld emploie une expression ondulatoire déduite par correspondance des lois classiques. Dirac suppose l'introduction à un instant déterminé dans l'équation d'ondes, d'un terme représentant l'énergie d'interaction avec le champ de radiation. Il suit alors l'évolution de la solution initiale de l'équation, sous l'influence de la perturbation et retrouve en première approximation, la même expression.

(2) HEITLER. *Zeit. f. Physik*, 84, 1933, p. 145 ; G. RACAH. *Nuovo Cimento*, juillet 1934 ; HEITLER et BETHE. *Proc. Royal Society*, 146, 1934, p. 83.

nera dans les termes du second ordre le résultat cherché : On peut calculer la probabilité d'une transition du corpuscule incident, d'un état à un autre, d'énergie plus faible, avec émission d'un photon dont on connaîtra l'énergie et la direction⁽¹⁾. De même, cette théorie s'applique au calcul des créations de paires par un photon, qui ne sont autres que des transitions d'états d'énergie négative, à des états d'énergie positive, et, pour ce dernier effet, elle semble assez bien confirmée par l'expérience. *L'écart entre nos expériences et la théorie est surtout grand pour l'argon, plutôt que pour le plomb : entre les deux éléments, la loi en Z^2 ne semble pas vérifiée : la puissance de l'exponentielle serait trop élevée.*

De toute façon nous trouvons ici, et pour l'argon, et pour le plomb, des valeurs de freinage beaucoup plus élevées que l'indication théorique⁽²⁾, ce qui pourrait correspondre à une absorption supplémentaire des électrons de cette énergie par la matière.

(1) Ces résultats ont été retrouvés théoriquement par Weizsäcker en suivant une voie toute différente (*Z. f. Physik*, 88, 1934, p. 612). On suppose que le noyau est en mouvement, la particule incidente étant immobilisée. La méthode n'est valable que si la vitesse relative est voisine de celle de la lumière. On peut alors remplacer le champ du noyau, représenté par une charge coulombienne classique en mouvement, par une série d'ondes électromagnétiques planes (décomposition en série de Fourier). On admet que le rayonnement émis par freinage nucléaire est la somme des ondes diffusées par effet Compton sur chaque photon de la décomposition.

(2) Je remercie M. Jacques Winter pour les précisions qu'il m'a données sur les hypothèses et les modes de calcul utilisés dans les différentes théories.

DEUXIÈME PARTIE

Expériences sur la partie corpusculaire molle du rayonnement cosmique.

Les expériences qui vont être décrites maintenant ont pour but d'étudier des électrons dont le pouvoir de pénétration dans le plomb est de quelques centimètres au maximum. De tels corpuscules constituent la partie molle du rayonnement cosmique, appelée ainsi par opposition à la partie dure (ou ultrapénétrante) qui est capable de traverser des épaisseurs beaucoup plus considérables de plomb.

Dans ce chapitre il sera question *non plus d'énergies mais de pouvoirs de pénétration*. Les mesures effectuées avec des compteurs à électrons donnent des nombres de particules et donnent aussi la diminution de ces nombres quand on interpose des écrans entre les compteurs. On ne connaît malheureusement pas bien la correspondance qui unit les énergies aux pouvoirs de pénétration pour ces valeurs élevées. Le but de ce travail est de donner la loi d'absorption des particules de ce groupe en fonction du numéro atomique de l'écran. On verra que la connaissance de cette loi d'absorption donne des indications intéressantes sur l'effet de freinage. Dans la troisième partie de ce travail on s'efforcera au contraire d'établir un début de correspondance entre énergies et pouvoirs pénétrants pour la partie dure du rayonnement cosmique.

Dispositif expérimental.

Nous avons utilisé un dispositif permettant de détecter le passage de corpuscules pénétrants par la méthode des coïncidences entre les impulsions de compteurs de Geiger Müller, traversés par un même corpuscule.

Ce dispositif a été construit en 1933 par M. Jungers et nous-mêmes ⁽¹⁾, au laboratoire de M. Maurice de Broglie.

Il a servi, soit seul pour des mesures de rayonnement cosmique en des points de latitudes diverses, soit conjugué avec les deux chambres de Wilson décrites dans ce travail, afin de les faire déclancher au moment du passage de la particule intéressante, selon la méthode de Blackett et Occhialini ⁽²⁾.

Des modifications ont été apportées à l'appareil à coïncidences en 1934 par P. Auger, P. Ehrenfest et nous-même pour le rendre mieux adapté aux mesures effectuées en haute altitude, où le rayonnement cosmique est intense ⁽³⁾.

Appareil à coïncidences. — Celui que nous avons réalisé est analogue dans son principe à l'appareil que Rossi mit au point et qu'il utilisa pour de nombreux travaux sur le rayonnement cosmique ⁽⁴⁾.

Nous avons construit des compteurs de plusieurs formes, selon le but. Ceux qui ont servi aux études en haute altitude étaient en acier, de 1 mm. d'épaisseur et 4 cm. de diamètre. Le tube avait 15 ou 20 cm. de long, et le fil central était un

⁽¹⁾ L. LEPRINCE-RINGUET et J. C. JUNGERS. *Bull. soc. fr. Phys.*, **337**, 1933, p. 47. S.

⁽²⁾ BLACKETT et OCCHIALINI. *Proc. Roy. Soc.*, **139**, 1933, p. 699.

⁽³⁾ P. AUGER, L. LEPRINCE-RINGUET, P. EHRENFEST. *J. de Phys.*, **VII**, 1936, p. 58.

⁽⁴⁾ B. ROSSI. *Nature*, **125**, 1930, p. 636 ; *Rayons Cosmiques*. Hermann, édit. Paris, 1935.

fil d'acier de 1/10 mm. de diamètre convenablement oxydé à l'acide nitrique. Le gaz intérieur était en général de l'argon du commerce, sous une pression de 7 cm. de mercure.

Les compteurs utilisés à Bellevue pour le déclenchement de la grande chambre de Wilson étaient en duralumin de 2,5/10 mm. d'épaisseur ; le diamètre n'était que 2 cm., la longueur 9 cm. et le fil axial, un fil de tungstène de 1/10 mm. d'épaisseur.

Sélecteur. — Le sélecteur est destiné à choisir, parmi toutes les impulsions arrivant dans des compteurs, celles qui se produisent simultanément dans tous les compteurs à la fois.

Le schéma du sélecteur est le suivant (fig. 11). Les impulsions reçues par les compteurs sont communiquées aux grilles des premières lampes triodes du sélecteur, et chaque impulsion se traduit sur la grille de la lampe correspondante par une variation du potentiel qui devient négatif et suffisamment élevé pour couper le courant filament-plaque.

Les plaques de chacune des lampes associées aux compteurs sont reliées entre elles et communiquent de la façon que l'on peut voir, avec la grille de la dernière lampe. On dispose les différents éléments du circuit des plaques (polarisations, tensions, résistances intérieures) pour que le potentiel de la grille 4 soit négatif et suffisamment élevé afin qu'il ne passe en général aucun courant dans le circuit d'utilisation. Si alors une impulsion arrive dans un des compteurs seulement, le courant filament-plaque de la lampe associée est coupé mais, comme rien ne se produit dans les autres lampes associées aux autres compteurs, le potentiel de la grille 4 n'est guère modifié, et aucune impulsion ne traverse le circuit d'utilisation de la dernière lampe (téléphone, relai, etc...). Au contraire, quand une impulsion se produit simultanément dans tous les compteurs, tous les courants filament-plaque des lampes associées sont coupés brusquement, et il en résulte une variation importante du

Dispositifs de numération. — L'impulsion de coïncidence actionne un relai qui fait fonctionner un compteur téléphonique d'abonné, de sorte que chaque coïncidence se traduit par l'augmentation d'une unité du nombre inscrit au compteur téléphonique. Le relai utilisé est, soit un relai télégraphique Baudot modifié, soit un thyatron. L'avantage du

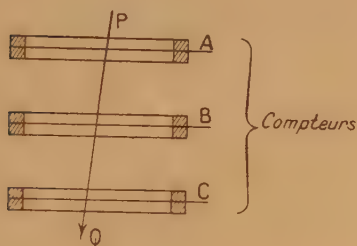


Fig. 12.

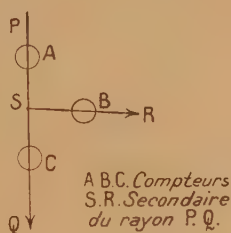


Fig. 13.

thyatron est qu'il n'a pour ainsi dire aucune inertie, et qu'il peut laisser passer de grosses intensités de courant. C'est le dispositif avec thyatron que nous avons utilisé pour tous les déclenchements par compteurs de chambres de Wilson.

Perfectionnements apportés au sélecteur. — Le sélecteur laisse passer les impulsions se produisant simultanément dans les différents compteurs, à l'exclusion des autres. Parmi ces impulsions choisies, il y a celles qui correspondent au passage d'un même corpuscule pénétrant dans les compteurs placés en ligne (fig. 12) ou de plusieurs corpuscules rigoureusement simultanés dans les compteurs placés de façon quelconque (fig. 13), mais il a aussi des coïncidences fortuites, dues à ce que des rayons, sans rapport l'un avec l'autre, traversent à peu près simultanément les différents compteurs. Pour diminuer cet effet gênant, il faut augmenter le nombre des compteurs quand on le peut, et surtout améliorer le pouvoir de résolution du sélecteur. C'est pour obte-

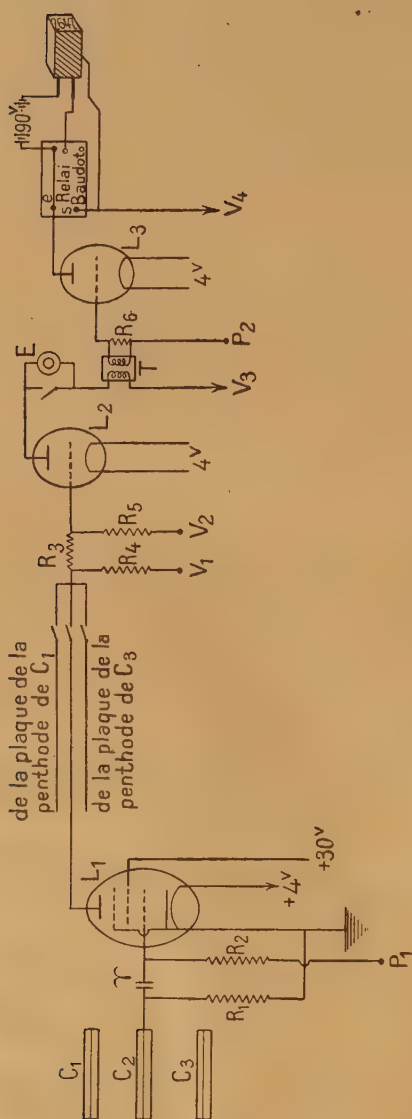


Fig. 14.

$L_1 = 6C6$ Mazda.
 $L_2 = B 424$ Philips.
 $L_3 = B 409$ Philips.
 $\gamma = 20 \mu\mu f$.
 $R_1 = 4000$ mégohms.
 $R_2 = 4$ »
 $R_3 = 1,5$ »
 $R_4 = 2$ »
 $R_5 = 4$ »

$P_1 = 0,5$ volts.
 $P_2 = 15$ volts.
 $V_1 = 240$ volts.
 $V_2 = 80$ volts.
 $V_3 = 250$ volts.
 $V_4 = 220$ volts.

nir une meilleure résolution et aussi pour donner à l'appareil un fonctionnement plus rapide que nous avons amélioré notre dispositif de coïncidence⁽¹⁾ en reliant directement le compteur à une penthode 6C6 Mazda placée dans le tube de bakélite même entourant le compteur (fig. 14). Des expériences préalables ont permis de régler ce sélecteur de façon que l'augmentation du nombre d'impulsions dans chaque compteur ne soit pas, d'une part la cause d'un nombre élevé de coïncidences fortuites, d'autre part la cause d'une diminution d'efficacité de l'appareil.

Les principales composantes du rayonnement corpusculaire cosmique.

Les particules du rayonnement cosmique que l'on détecte peuvent être rangées en plusieurs catégories.

On peut, par exemple, prendre pour base de la classification la mesure des courbures des trajectoires dans la chambre de Wilson avec champ magnétique : on obtient une première distribution qui, pour des corpuscules de même nature, est un véritable spectre d'énergies. On peut aussi classer les particules par leur pouvoir pénétrant et la façon dont elles sont absorbées dans différents éléments. Une telle distribution peut s'effectuer soit au moyen de chambres d'ionisation, soit au moyen de compteurs, ces deux dispositifs n'aboutissant d'ailleurs pas forcément au même résultat.

Nous ne ferons pas l'étude détaillée de ces distributions ; nous donnerons seulement ici les résultats principaux obtenus au moyen de compteurs, en notant les impulsions de coïncidences entre plusieurs compteurs parallèles et situés dans le même plan vertical, avec ou sans écrans interposés.

(1) P. Ehrenfest a été le principal artisan de cette modification.

La composante ultrapénétrante. — En opérant ainsi, Rossi⁽¹⁾ a séparé un groupe de particules de très grand pouvoir de pénétration, en plaçant des écrans de plomb jusqu'à 1 mètre d'épaisseur entre les compteurs. Ce groupe dur se sépare assez bien et semble être formé de particules ayant dans l'ensemble les mêmes propriétés. Il se caractérise par l'absence presque totale de déviations des trajectoires et surtout par son mode d'absorption dans les différents éléments. Alocco⁽²⁾ a montré que cette absorption s'effectue proportionnellement à la masse traversée. C'est une absorption massique, ou, ce qui revient presque au même, proportionnelle au numéro atomique de l'élément (ces deux modes d'absorption ne diffèrent que par le coefficient $\frac{A}{Z}$, A désignant le nombre de masse et Z le numéro atomique de l'élément; ce coefficient est presque constant et voisin de 2).

Cette absorption en Z est assez remarquable; elle montre que ce groupe ultra-pénétrant ne subit pas de freinage dans le champ des noyaux, comme cela se passe pour les électrons que nous avons étudiés dans la première partie de ce travail, le freinage dans le champ des noyaux se traduisant par un terme d'absorption en Z^2 .

Ainsi pour un rayonnement d'électrons, le terme en Z^2 augmente vite quand l'énergie des particules incidentes augmente; il finit même par devenir supérieur au terme en Z pour des électrons de quelques dizaines de millions d'e. v. traversant du plomb. Si la loi de freinage continue à varier dans le même sens pour des énergies encore plus considérables, il faudrait admettre que le groupe ultrapénétrant n'est pas de nature électronique.

C'est ce que divers auteurs ont admis, comme nous le verrons plus loin. Actuellement nous nous bornons à signaler les principaux caractères de ce groupe. Il faut ajouter à ce

(1) B. ROSSI et G. BOTTECCHIA. *Ricerca Scient.*, 5, 1934, p. 171.

(2) G. ALOCCO. *Nature*, 135, 1935, p. 96.

qui vient d'être dit que ce groupe n'a pas de rapport (ou très peu) avec les gerbes des rayons cosmiques ⁽¹⁾.

La composante molle. — En dehors de cette composante dure, il existe une ou plusieurs composantes beaucoup moins pénétrantes. On le voit d'abord en examinant la courbe de la figure 15, obtenue par Rossi en disposant des écrans de plomb d'épaisseur croissante entre les compteurs : les nombres mesurés décroissent d'abord vite jusqu'à 4 cm. de plomb, puis lentement : les particules capables de traverser plus de 7 ou 8 cm. de plomb appartiennent au groupe dur ; le groupe mou est presque complètement arrêté par 7 cm. de plomb.

L'intensité relative des deux groupes change beaucoup avec l'altitude ; au niveau de la mer le groupe dur est le plus important ; à 3 500 m. d'altitude (observatoire du Jungfrauoch) ⁽²⁾, les deux groupes contiennent des nombres comparables de corpuscules.

Cette fraction molle, qui varie à peu près comme les gerbes, présente un coefficient d'absorption qui croît fortement avec le numéro atomique de l'élément constituant l'écran ⁽³⁾ ; la connaissance de la loi de cette variation peut conduire à formuler des hypothèses sur la nature des corpuscules et leur mode d'absorption.

Expériences faites au laboratoire du Jungfrauoch.

Ces expériences ont été effectuées par P. Auger, P. Ehrenfest et nous-même. Nous avons fait, au laboratoire interna-

(1) Des gerbes ont pourtant été trouvées à des profondeurs sous la surface du sol équivalent à 60 m. d'eau (FOLLETT et CRAWSHAW. *Nature*, **136**, 1935, p. 1026).

(2) P. AUGER et L. LEPRINCE-RINGUET. *Intern. Conf. on Phys. London*, oct. 1934.

(3) P. AUGER, A. ROSENBERG, F. BERTEIN. *Comptes Rendus*, **200**, 1935, p. 1022.

tional du Jungfrauoch une série de mesures avec un dispositif à trois compteurs situés dans un plan vertical, entre lesquels peuvent être disposés des écrans allant jusqu'à 22 cm. d'épaisseur, et présentant juste la surface nécessaire. Les éléments choisis pour constituer ces écrans ont été : le plomb, l'étain, le cuivre et l'aluminium, dont les numéros atomiques sont respectivement 82, 50, 29 et 13.

Les compteurs de 3,5 cm. de diamètre et 20 cm. de longueur sont mis en coïncidence par le dispositif de sélection et d'amplification décrit plus haut. Les impulsions actionnent un relai Baudot, puis un totalisateur à chiffres. Le support permet de placer les compteurs à différents écartements : dans la position la plus proche utilisée (10 cm. d'axe en axe), ils donnaient 3,4 impulsions par minute. Les impulsions fortuites ont été évaluées en écartant un ou deux des compteurs à des distances de l'ordre du mètre, et l'on peut les estimer à 0,1 par minute. D'ailleurs, nous ne tenons compte ici que des différences entre les mesures faites avec des écrans variés, de telle sorte que ces impulsions fortuites ne jouent pas de rôle. La boîte thermostatique en bois contenant les appareils était placée dans une baraque de planches, située sur la terrasse du laboratoire, et que nous devons à l'obligeance de M. le Professeur Hess.

Nous avons fait un grand nombre de points de la courbe d'absorption dans le plomb et dans d'autres éléments : cuivre, étain, aluminium. Malheureusement, ces mesures ne sont pas toutes absolument comparables entre elles, car, pour ne pas perdre de temps, nous avons dû adapter les supports des compteurs aux épaisseurs des écrans. En fait, quatre systèmes de distances ont été utilisés, dans lesquels les axes des compteurs étaient respectivement à 12 et 12, 6 et 6, 4 et 6, 25 et 25 cm. les uns des autres. Pour pouvoir établir des courbes d'ensemble nous avons dû effectuer des réductions proportionnelles par rapport au nombre d'impulsions sans écran prises comme base. En fait, lorsque des recoupe-

ments ont pu être faits avec des montages différents et les mêmes écrans, les différences trouvées n'ont pas été de nature à gêner l'établissement d'un système cohérent.

Forme des courbes. Coefficient du plomb. — D'une façon générale, nous avons trouvé la courbe maintenant bien connue (fig. 15) divisée en deux parties nettement distinctes : une absorption rapide jusqu'à 60 à 80 grammes par centimètre carré, puis une absorption lente (¹). L'abondance des rayons absorbables à cette altitude donne une grande importance

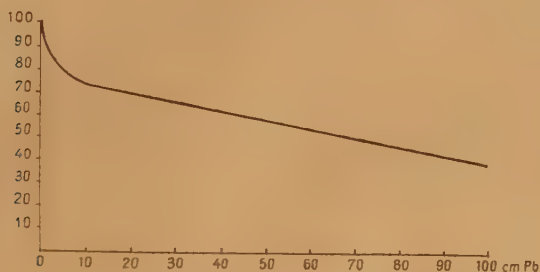


Fig. 15.

relative à la première partie de la courbe qui mène à une décroissance de près de 50 o/o après 60 g/cm² d'écran de plomb.

Il est naturellement possible de déduire des deux portions de la courbe des coefficients d'absorption. Les corpuscules durs donnent, après 8 cm. de plomb, un coefficient restant qui est sensiblement le même que celui obtenu au niveau de la mer, soit $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$. En tenant compte de cette décroissance, on peut par soustraction obtenir celle du groupe mou. Pour le plomb, la décroissance est $(32 \pm 3) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$, nombre en bon accord avec ceux trouvés pour le même

(¹) P. AUGER, L. LEPRINCE-RINGUET, P. EHRENFEST. *J. de Physique*, loc. cit.

groupe au niveau de la mer. Ces expériences montrent donc de nouveau avec force la décomposition en deux groupes, de pénétrations absolument différentes, des corpuscules cosmiques verticaux.

Nous pouvons établir une comparaison des nombres absolus de particules traversant les appareils au niveau de la mer et à l'altitude 3500 m. en tenant compte des arrangements géométriques. C'est ainsi que, pour un arrangement standard, 3 compteurs de 3 cm. 5 de diamètre, entre axes de 12 cm. on trouve le nombre de particules suivants :

<i>Groupe dur</i>	Jungfraujoch : 190	Mer : 120
<i>Groupe mou</i>	Jungfraujoch : 170	Mer : 25·30

Ces nombres peuvent s'interpréter par des décroissances exponentielles dans l'atmosphère avec les coefficients $0,7 \cdot 10^{-3}$ et $6 \cdot 10^{-3}$ respectivement, pour les deux groupes de rayons. On voit que, s'il y a accord dans le cas du groupe dur entre les coefficients massiques de décroissance dans l'atmosphère, et le coefficient d'arrêt dans le plomb, le groupe mou, au contraire, présente deux coefficients massiques différents : $6 \cdot 10^{-3}$ pour la décroissance dans l'atmosphère, $30 \cdot 10^{-3}$ pour l'arrêt dans le plomb. On doit en conclure que le rayonnement dur présente une absorption massique dans tous les écrans, fait qui est d'accord avec les expériences directes. En ce qui concerne la partie molle, l'interprétation est difficile parce qu'elle peut être multiple.

En effet, on doit admettre que cette portion molle contient, en plus des primaires corpusculaires éventuels, un grand nombre de rayons secondaires, les rayons de gerbes de l'air, par exemple, et les électrons secondaires isolés qui accompagnent sans doute les corpuscules primaires, pénétrants ou non. Les secondaires sont absorbés et mesurés de la même façon que les primaires dans le cas des écrans entre compteurs, au contraire, dans l'absorption de milieu, c'est la

décroissance des primaires qui commande seule les effets observés.

Écrans de poids atomiques différents. — La supposition d'un effet de la charge des noyaux pour l'absorption des rayons des groupes mous nous a conduits à faire les courbes

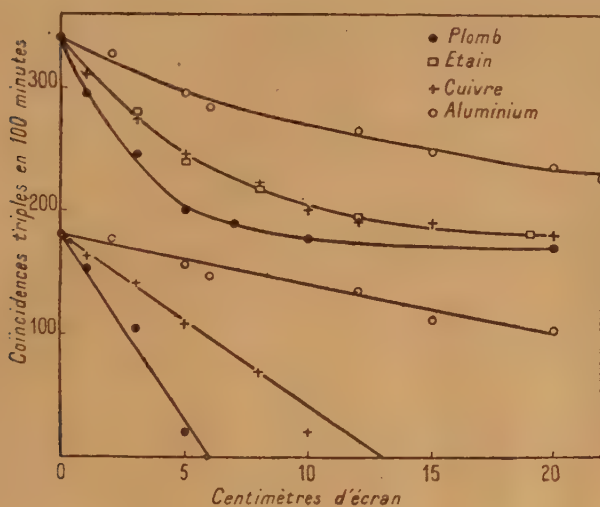


Fig. 16.

d'absorption avec, entre les compteurs, des écrans de différents éléments : plomb, étain, cuivre, aluminium.

La figure 16 (courbes supérieures) donne les résultats bruts obtenus en nombre d'impulsions par 100 minutes, en fonction de l'épaisseur des écrans. Si l'on admet que la fraction ultra-pénétrante et les impulsions fortuites représentent 180 sur l'échelle des ordonnées et que l'absorption de cette partie pénétrante se fait avec le coefficient massique de $0,7 \times 10^{-3}$ cm²/g. on peut calculer les valeurs de la fraction molle pour chaque point mesuré, et porter les logarithmes des valeurs en fonction des épaisseurs d'écrans. On obtient alors

les points des courbes inférieures de la figure, qui sont suffisamment en ligne droite pour permettre l'évaluation des coefficients d'absorption en centimètres. Pour trouver la loi de variation avec Z , il est bon de passer de ces coefficients d'absorption par centimètre aux coefficients d'absorption par atome-gramme, c'est-à-dire de former $\frac{\mu}{\rho} A$, A étant le poids atomique, ρ la densité des écrans. Les nombres ainsi trouvés suivent une loi en $aZ + bZ^2$ avec les coefficients a et b de l'ordre de 2,5 et 0,06 respectivement.

	$\mu(\text{cm}^{-1})$	$\mu/\rho A \times 10^2$	$2,6Z + 0,058 Z^2$
Plomb.	0,35	620	604
Etain	0,17	270	275
Cuivre.	0,17	120	124
Aluminium . . .	0,05	46	44

On voit que le coefficient d'absorption atomique de cette partie molle présente un terme en Z et un terme en Z^2 . Le premier est attribuable naturellement aux effets des électrons planétaires (production d'ions, de rayons secondaires) et le second aux effets de la charge électrique des noyaux. Les freinages brusques dans les champs des noyaux correspondent à des émissions de photons de grande énergie : ces photons sont très vraisemblablement ceux qui sont à la base des rayons de gerbes ; il faut remarquer à ce propos que le rayonnement responsable des gerbes a un coefficient d'absorption de $\mu/\rho = 20 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g}$ dans le plomb qui correspond à une épaisseur de décroissance de moitié de 2 cm. de plomb environ ; ce coefficient est comparable à celui observé sur les rayons du groupe mou par la méthode des compteurs dans un plan vertical. L'importance du terme de freinage en Z^2 (les deux tiers du total dans le cas du plomb) assigne une nature électronique à la partie molle du rayonnement corpusculaire cosmique.

Comparaison avec les expériences d'Anderson et Neddermeyer. — Nous avons établi une relation entre le coefficient d'absorption et le freinage du groupe mou par les champs des noyaux, mais cette relation ne nous donne aucune indication sur l'énergie des particules.

Si nous nous reportons aux expériences d'Anderson dans lesquelles un électron cosmique traverse 1 cm. de plomb, nous avons pour ces particules une relation entre le freinage, l'énergie et la perte d'énergie. Les trajectoires mesurées ont des énergies de 100 à 200×10^6 e. v., et perdent en moyenne 90.10^6 e. v. dans la traversée de 1 cm. de plomb, ce qui leur assigne un pouvoir de pénétration de 2 ou 3 cm. de plomb. La perte d'énergie par freinage nucléaire est en moyenne cinq fois la perte d'énergie par ionisation puisque cette dernière n'atteint pas 15.10^6 e. v. Ces résultats ne sont pas en très bon accord avec les nôtres, car nous trouvons pour un pouvoir de pénétration plus élevé un effet de freinage plus faible dans le plomb. Le pouvoir de pénétration plus élevé correspond presque nécessairement à des particules d'énergie supérieure à celles sur lesquelles les mesures d'Anderson ont pu être faites, donc à des énergies supérieures à 200.10^6 e. v., par contre, la faible valeur du terme en Z^2 assigne à ces électrons une énergie inférieure à 100.10^6 e. v., si tant est que l'importance de l'effet de freinage soit fonction croissante de l'énergie. Certains auteurs ont d'ailleurs pensé qu'au delà de $137 m_0c^2$ (env. 70.10^6 e. v.) le terme d'absorption en Z^2 diminuait quand l'énergie augmentait. Cette hypothèse pourrait peut-être expliquer la divergence. Mais on peut l'expliquer autrement : en effet, on doit penser pour plusieurs raisons que le groupe mou contient des électrons d'une énergie supérieure au milliard d'électron-volts, ainsi d'ailleurs que des électrons d'énergie plus faible ; il n'est donc pas homogène au point de vue des énergies et ne présente une apparence d'homogénéité que lorsqu'on l'étudie sous l'angle du pouvoir de pénétration. Ainsi, des électrons appartenant à

un domaine d'énergie assez vaste auraient dans le plomb un parcours moyen assez voisin, ce qu'il est raisonnable de supposer.

D'autre part, les mesures effectuées au Jungfraujoch sur le groupe mou au moyen de compteurs (avec absorbants interposés entre les compteurs) donnent l'absorption de tous les corpuscules mous, primaires et secondaires mêlés; si l'on veut éliminer l'absorption de ces derniers, il faut prendre la décroissance de la fraction molle dans l'air, c'est-à-dire $\frac{\mu}{\rho} = 6.10^{-3} \text{ cm}^2/\text{g.}$, et le point correspondant tombe bien au-dessous de la droite en $aZ + bZ^2$.

Lorsque l'on mesure la décroissance dans l'air de la fraction molle, les secondaires n'interviennent pas, puisqu'ils accompagnent la partie primaire en proportion constante, et qu'ils sont absorbés *dans l'air* beaucoup plus rapidement que la partie primaire.

La conséquence serait que les primaires mous subissent une absorption nucléaire prépondérante, tandis que leurs secondaires, dont le coefficient d'absorption dans le plomb est relativement élevé, subissent une absorption plus voisine de l'absorption massique; aussi dans la relation en $aZ + bZ^2$ trouvée, la valeur du terme aZ est trop grande à cause des secondaires de faible énergie; l'intérêt de cette relation est surtout de montrer l'existence d'un terme en Z^2 important.

Il faut aussi penser que les valeurs données par Anderson se rapportent à un nombre relativement faible de traversées et que la moyenne, déjà modifiée une première fois, peut l'être encore par une plus grande abondance de résultats précis; dans ces conditions, la difficulté serait en partie levée sans que l'on soit obligé d'admettre une décroissance de l'effet de freinage aux très grandes énergies.

Remarque sur la définition des groupes. — Ces observations montrent à quelles sortes de difficultés l'on se heurte quand

on veut préciser les caractères des groupes du rayonnement cosmique. Dans ces problèmes, il est nécessaire de chercher à séparer les principales composantes et d'étudier leurs propriétés, car les renseignements à obtenir ainsi sont souvent d'un grand prix ; mais la complexité des phénomènes et leur enchevêtrement dans des domaines où la forme des lois et la nature même des effets sont peu connues exigent une grande prudence et s'opposent à une netteté trop marquée dans les définitions. En particulier, les courbes d'absorption relatives à un tel rayonnement où peuvent se mêler des rayons de qualités très différentes, donnent assez fréquemment une apparence simple, par exemple, l'apparence d'une décroissance exponentielle. Ce n'est souvent qu'une apparence, obtenue parce que plusieurs effets peuvent se contrarier ou bien se compenser. On en a vu déjà des exemples depuis le début de l'étude du rayonnement cosmique.

Si le groupe mou correspond bien, en gros, à un ensemble présentant certains caractères nettement marqués (absorption spéciale, rapport avec les gerbes, indépendance de la fraction ultra-pénétrante), il faut se garder de l'enfermer entre des limites trop rapprochées. Il est bien défini par un coefficient d'absorption dans le plomb, ce qui assigne à ses particules un parcours moyen ; une loi telle que celle en $aZ + bZ^2$ établit une relation de plus, qui assigne au groupe un effet déterminé de freinage nucléaire, puisque b est constant et indépendant de l'énergie. Si l'on considérait cette relation comme autre chose qu'une bonne indication, on obligerait le groupe à satisfaire à une condition trop restrictive, puisque pour les énergies très diverses que possèdent ses particules, le terme de freinage nucléaire aurait toujours même valeur, ce qui est peu probable tant que cette valeur n'est pas nulle.

TROISIÈME PARTIE

Etude de la partie ultra-pénétrante corpusculaire du rayonnement cosmique dans le champ magnétique de l'électro-aimant de Bellevue.

Nous avons vu plus haut que le rayonnement corpusculaire cosmique que l'on détecte au niveau de la mer comprend des particules de divers pouvoirs de pénétration, le groupe le plus pénétrant étant celui que Rossi ⁽¹⁾, Alocco ⁽²⁾, etc., ont étudié au moyen de compteurs à coïncidences séparés par de grandes épaisseurs de plomb. Rappelons que ce groupe se différencie des autres par son pouvoir de pénétration considérable dans les éléments lourds, par l'absence presque totale de déviations tout le long de son parcours et par une absorption dans les différents éléments proportionnelle à la masse traversée. On peut dire que presque toutes les particules capables de traverser 7 cm. de plomb appartiennent à ce groupe. Nous avons aussi noté que ce groupe ultra-pénétrant n'a pas de lien ou n'en a que peu avec les gerbes de rayons cosmiques, de la production desquels il n'est pas responsable : Cela résulte de tout un ensemble d'observations et de travaux récents ⁽³⁾ ⁽⁴⁾ ⁽⁵⁾ ⁽⁶⁾.

Or, on ne connaît ni le signe, ni la nature, ni le spectre d'énergie des corpuscules de ce groupe. Il n'est pas du tout

(1) ROSSI et BOTTECCHIA. *Ric. Scient.*, 5, 1934, p. 171.

(2) ALOCCO. *Nature*, 135, 1935, p. 96.

(3) B. ROSSI. *Rayons cosmiques*, Hermann, édit., Paris, 1935.

(4) A. H. COMPTON et H. BETHE. *Nature*, 134, 1934, p. 734.

(5) AUGER. *Journ. de Physique*, 6, 1935, p. 226.

(6) PICKERING. *Phys. Rev.*, 47, 1935, p. 423.

certain en particulier que l'énergie et le pouvoir pénétrant suivent des lois analogues. Les seules mesures statistiques d'énergie effectuées sur des particules du rayonnement cosmique l'ont été à la chambre de Wilson par Blackett, Anderson ⁽¹⁾ et Kunze ⁽²⁾. Elles se rapportaient à l'ensemble des particules traversant la chambre dans les conditions d'expérience, mais sans que l'on pût distinguer quels étaient parmi les rayons enregistrés ceux encore capables de traverser une grande épaisseur de plomb après leur passage dans la chambre ; autrement dit l'on n'a pas séparé dans la chambre de Wilson les particules du groupe ultra-pénétrant des autres.

C'est pour donner un début de réponse à la question suivante : quel est le signe, l'énergie et la nature des particules ultra-pénétrantes que l'expérience décrite ci-dessous a été réalisée.

Dispositif expérimental. — Une grande chambre de Wilson verticale, de 55 cm. de hauteur sur 15 de largeur, a été construite au laboratoire de physique des rayons X dans le but de fonctionner entre les grandes pièces polaires de 75 cm. de diamètre de l'électro-aimant de l'Académie des Sciences à Bellevue. Cette chambre est fermée par un piston fait d'une plaque de duralumin collée entre deux feuilles de caoutchouc ; elle est déclanchée selon la méthode de Blackett et Occhialini par les impulsions ou les coïncidences d'impulsions de compteurs à électrons. La chambre est en alpax ; elle fonctionne avec de l'argon à une pression supérieure à 7 cm. de mercure à la pression atmosphérique et avec la vapeur d'un mélange d'alcool et d'eau en proportion égale. De cette façon le degré de détente est réduit à une valeur très faible. Le dispositif d'illumination est constitué par une lampe cylindrique à feuilles minces d'aluminium brûlant

(1) C. D. ANDERSON et N. H. NEDDERMEYER. *Intern. conf. on Physics*, London, 1934.

(2) KUNZE. *Z. Physik*, 80, 1933, p. 559.

dans l'oxygène ; l'appareil photographique est un appareil stéréoscopique 6×13 avec objectifs Tessar Zeiss $f/3,5$; $f = 8,5$ cm. La photographie se fait par l'intermédiaire d'une glace à 45° argentée sur le dessus. Pour plusieurs

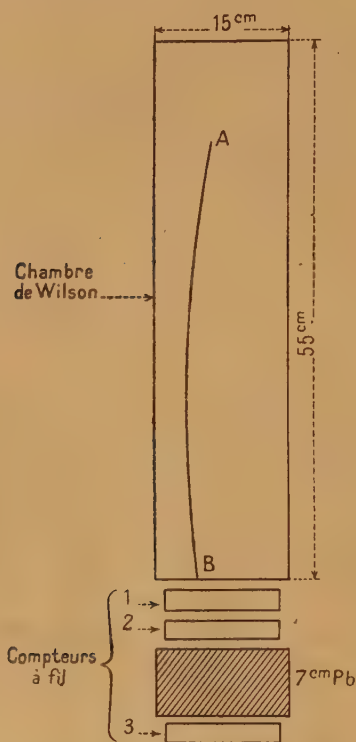


Fig. 17.

détails de l'appareil, des perfectionnements réalisés par P. Ehrenfest sur des chambres de petites dimensions ont été adoptés. La planche XI montre l'appareil prêt à être introduit entre les pièces polaires de l'électro-aimant de Bellevue.

La chambre à détente a été déclenchée par les coïncidences entre les impulsions de trois compteurs placés comme l'in-

dique la figure 17. Un bloc de plomb de 7 cm. ayant juste la largeur des compteurs était interposé entre les compteurs 2 et 3. Aucun écran n'a été placé dans la chambre afin d'avoir les conditions de moindre perturbation dans le brouillard et d'obtenir les mesures des rayons de courbure des trajectoires avec la plus grande précision possible. Dans les conditions de l'expérience, le champ magnétique avait une intensité soit de 12 000, soit de 13 000 gauss, uniforme à moins de 10 0-0 près dans toute la chambre. Une série de mesures faites en l'absence de champ magnétique a permis de constater que les trajectoires de rayons cosmiques étaient alors sensiblement rectilignes : ainsi la déformation par rapport à une ligne droite, sur une trajectoire de 40 cm. de long, n'a jamais dépassé 0 mm. 6. Cette observation permet de donner une limite supérieure pour la mesure des rayons de courbure : l'énergie correspondant à une flèche de 0 mm. 6 est de 12 milliards d'électron-volts, ce résultat étant valable pour un électron et pour un proton ; cela signifie que l'on connaît le signe de la particule pour des énergies mesurées jusqu'à $12 \cdot 10^9$ e. v. avec 40 cm. de trajectoire. Au delà de cette énergie, on ne connaît plus même le signe.

A titre d'indication, une particule de 1 milliard d'électron-volts décrit dans un champ de 13 000 gauss une trajectoire dont la flèche, mesurée sur un parcours de 40 cm., est de 8 mm.

La mesure des flèches des trajectoires a été faite sur les clichés originaux directement : on repère au moyen d'un microscope à faible grossissement les deux extrémités de la trajectoire, et on mesure la flèche par rapport à la droite ainsi définie à l'aide du déplacement micrométrique du microscope perpendiculairement à la droite.

Résultats des observations. — Sur un grand nombre de clichés, on observe des trajectoires en général horizontales et peu déviées par le champ magnétique, ne se dirigeant donc

pas vers les compteurs. Elles proviennent probablement de rayons de gerbes produites dans les pièces polaires (les parties molles de ces gerbes, enroulées au voisinage de leur point de libération, pénètrent rarement dans la chambre). Ces trajectoires ne se rapportent pas au but de nos expériences.

Sur une soixantaine de clichés, on observe un rayon tel que AB (voir planches VII à IX), dont le prolongement traverse les compteurs et le plomb. La plupart de ces rayons ont un parcours visible dans la chambre de 30 à 40 cm.

Une trajectoire telle que AB peut avoir été décrite dans le sens AB ou dans le sens BA. Elle peut être :

a) soit décrite dans le sens BA, c'est-à-dire venant d'en bas ; ce cas correspondrait à un rayon de gerbe produit dans le plomb et allant de bas en haut ;

b) soit décrite dans le sens AB, mais n'ayant pas traversé le plomb : le rayon a pu être arrêté dans le plomb pour donner plus ou moins directement naissance à une ou plusieurs particules ayant déclanché le troisième compteur ;

c) soit décrite dans le sens AB, ayant traversé les deux compteurs, puis le plomb, puis le troisième compteur : un tel rayon fait alors partie du groupe ultra-pénétrant.

Nous verrons, au cours de la discussion qui suivra, comment les cas 1 et 2 ne peuvent apparaître qu'exceptionnellement, et comment la très grande majorité des trajectoires observées correspond à des rayons décrits dans le sens AB et traversant ultérieurement les 7 cm. de plomb. En admettant cela, voici ce que l'on peut dire des trajectoires du groupe ultra-pénétrant photographiées, dont le tableau VI donne les énergies et les signes.

(¹) Je tiens à exprimer mes remerciements à M. Dupouy et à M. Jean Crussard pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée, ainsi qu'à M. Porée, pour sa collaboration dévouée.

TABLEAU VI

*Principales mesures effectuées
dans le champ magnétique de Bellevue.*

Energie et signe des particules.

Energie mesurée en millions d'e. volts	Signe	Longueur en cm.	Energies extrêmes correspondant à : flèche mesurée $\pm 0,6$ mm
> 12 000		40	
> 12 000		40	
12 000	+	40	6 500, ∞
12 000	+	40	6 500, ∞
11 500	+	40	6 000, ∞
11 000	+	36	5 000, ∞
9 000	+	36	5 000, ∞
> 8 000		32	
8 000	+	32	4 000, ∞
> 7 500	—	40	4 500, 18 000
> 7 000		32	
6 500	+	32	3 500, ∞
6 500	+	40	4 000, 12 000
> 5 000		36	
> 5 000		36	
> 5 000		27	
> 4 500	+	32	3 000, 10 000
> 4 000		25	
3 500	+	22	1 500, ∞
> 3 000		22	
> 3 000		27	
> 2 700		20	
2 500	+	25	1 200, 3 500
2 100	—	30	1 600, 3 200
> 2 000		20	
> 2 000		18	
> 2 000		17	
2 000	—	28	1 500, 3 200
2 000	—	23	1 300, 5 000
2 000	+	20	1 000, 4 000
1 800	+	35	1 600, 2 100
1 500	—	28	1 100, 2 900
1 500	+	26	Coude dans le gaz
1 500	+	18	900, ∞
1 400	—	30	1 100, 1 800
1 200	—	40	1 100, 1 300
1 050	+	25	800, 1 400
900	+	20	750, 1 200

1) Elles ont toutes dans la chambre à détente le même aspect que les trajectoires d'électrons rapides ; elles ont très peu de secondaires et présentent peu de déviations dans le gaz : une seule déviation de l'ordre de 2 degrés environ a été observée sur une trajectoire positive d'un milliard d'électron-volts.

2) Il y a une proportion importante de trajectoires non déviées : environ le tiers des rayons observés. La plupart des particules correspondantes ont des énergies considérables, que l'on peut parfois affirmer supérieures à 12 milliards d'électron-volts.

3) Parmi les trajectoires dont la courbure est nette et mesurable il y a une majorité des deux tiers correspondant à des particules chargées positivement ; cette proportion ne peut être qu'une indication à cause du nombre relativement faible d'observations ; mais il est hors de doute que les particules chargées positivement prédominent.

4) Le minimum d'énergie observé est approximativement le même pour les particules des deux signes ; il est de 900 millions d'électron-volts : cela signifie qu'une particule d'énergie moindre n'est pas capable de traverser 7 cm. de plomb, ou a une très faible probabilité de le faire. Les mesures des rayons de courbure indiquent des énergies qui se répartissent d'une façon assez régulière à partir du seuil. On voit que, pour les énergies élevées, les particules positives prédominent nettement puisqu'il n'y a qu'une seule particule sûrement négative dans les 20 mesures de plus grande énergie ; au contraire, pour les rayons dont l'énergie est inférieure à 2 milliards d'e. v., il y a autant de positives que de négatives.

Discussion des résultats. — Tout d'abord, l'observation du minimum d'énergie à 900 millions d'électron-volts montre que les particules décrivent leurs trajectoires de haut en bas et non pas de bas en haut : en effet, les rayons de

gerbes venant du bas (du plomb) n'auraient pas un minimum d'énergie pour cette valeur, il y en aurait d'énergie inférieure.

Pour voir si l'on peut avoir affaire à des rayons AB arrêtés dans le plomb et produisant directement ou non d'autres rayons excitant le compteur inférieur (cas *b*), il faut se reporter à des expériences faites par P. Auger et P. Ehrenfest ⁽¹⁾ dans lesquelles une chambre de Wilson était commandée par des compteurs séparés par un écran de plomb allant de 10 à 40 cm. et placés tantôt au-dessus et tantôt au-dessous de la chambre. Les rayons déclancheurs étaient ainsi photographiés avant ou après la traversée du plomb, et dans la très grande majorité des cas, ils étaient constitués par un seul corpuscule, après comme avant. Récemment, une chambre de Wilson double leur a permis d'accroître la certitude de ces résultats en photographiant le même corpuscule avant et après la traversée du plomb (15 cm.); dans ces conditions, aucune gerbe n'a été observée à la sortie du plomb. Avec une faible épaisseur de plomb (2 cm.) au contraire, les gerbes sont fréquentes, et l'on peut quelquefois observer dans la chambre supérieure le corpuscule qui les a produites.

Bien que l'absorbant utilisé dans nos expériences ne soit pas absolument identique, les conditions sont voisines et l'on peut dire que la presque totalité des rayons AB traversant les deux compteurs supérieurs et excitant, directement ou non, le compteur inférieur, ne produisent pas de gerbes dans le plomb, mais traversent eux-mêmes le compteur inférieur.

Minimum d'énergie. — D'après les dernières données de Neddermeyer et Anderson ⁽²⁾ qui sont relatives à des électrons de 100 à 200 millions d'électron-volts, la valeur

(1) P. AUGER et P. EHRENFEST. *J. Physique*, **6**, 1935, p. 255.

(2) T. H. NEDDERMEYER et C. D. ANDERSON, Los Angeles Abstr., n° 32, 1935.

moyenne de l'énergie perdue par centimètre de plomb est comme nous l'avons vu 90 millions d'électron-volts. La valeur que nous trouvons donne une absorption beaucoup plus forte pour la traversée de 1 cm. de plomb puisque c'est un minimum et non une moyenne que nous observons, et que le minimum trouvé par Anderson est de l'ordre de 25 millions d'e. v. Cela tient sans doute à la différence d'énergie initiale des particules correspondantes : on a déjà vu que pour des électrons les calculs théoriques indiquent une perte d'énergie par rayonnement qui est en général une fonction croissante de l'énergie initiale. Il est naturel de penser que les particules de 900 millions d'électron-volts sont des électrons positifs et négatifs qui sont encore capables de traverser 7 cm. de plomb. Parmi les particules de plus grande énergie, il semble que les positives traversent un tel écran encore plus facilement que les négatives : l'hypothèse émise par certains auteurs selon laquelle un rayonnement autre que des électrons constituerait la partie la plus dure du rayonnement, trouverait donc ici une confirmation ⁽¹⁾. Il est vraisemblable d'admettre que ce rayonnement est constitué de particules chargées positivement avec une charge élémentaire unité. Les théoriciens admettent que les protons de grande énergie ne perdent leur énergie que par le phénomène d'ionisation courante ; la perte d'énergie par rayonnement due à l'interaction avec les noyaux ⁽²⁾ est au moins $(1\ 850)^2$ fois plus faible que dans le cas où la particule incidente est un électron : elle est donc très faible ; d'autre part la perte d'énergie par rayonnement due à l'interaction du proton incident avec les électrons atomiques est, elle aussi, négligeable ⁽³⁾.

Si on suppose qu'il y ait deux groupes de particules, des

⁽¹⁾ A. H. COMPTON et H. BETHE. *Loc. cit.* ; P. AUGER. *Loc. cit.*

⁽²⁾ H. BETHE et W. HEITLER. *Proc. Roy. Soc.*, **146**, 1934, p. 83.

⁽³⁾ J. SOLOMON. *C. R.*, **202**, 1936, p. 204.

électrons et des protons, il faut admettre que l'effet du champ magnétique terrestre sur ces deux espèces de particules sera à peu près le même, car la masse du proton et celle de l'électron sont voisines pour des énergies de plusieurs milliards d'électron-volts. Les électrons seraient absorbés facilement dans les éléments lourds, avec un terme en Z^2 qui interdirait un parcours important dans le plomb ; cet effet en Z^2 se traduirait par une émission de photons responsables des gerbes. Une épaisseur de 7 cm. de plomb ne serait pas très éloignée de la limite maximum du parcours que pourrait avoir un électron dans le plomb, cette limite étant du même ordre pour toutes les très grandes énergies. C'est au contraire aux protons qu'il faudrait attribuer l'absorption en Z (approximativement massique) trouvée expérimentalement. Ainsi les protons arriveraient au niveau de la mer en ayant perdu moins d'énergie que les électrons : le groupe de plus grande énergie contiendrait surtout des protons, ce qui n'est pas en désaccord avec mes observations.

Mais ce n'est pas la seule explication possible : on pourrait supposer par exemple que les électrons positifs et négatifs sont en proportion comparable dans le rayonnement cosmique, les positifs prédominant faiblement, mais que leurs propriétés d'absorption dans les éléments lourds sont différentes, l'absorption étant plus grande pour les électrons négatifs.

On pourrait encore penser que la partie de grande énergie ne contiendrait que des protons positifs et négatifs mais il n'y a absolument aucun argument expérimental à l'appui de cette hypothèse.

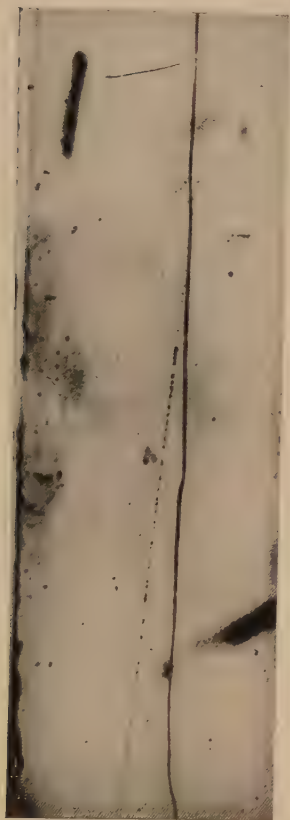
AUTRES RECHERCHES DONT L'EXPOSÉ
NE FIGURÉ PAS
AU COURS DES CHAPITRES PRÉCÉDENTS

Un certain nombre de travaux qui se rapportent à des sujets voisins du sujet traité ici, n'ont pas été inclus dans le cadre de cette thèse, afin de ne pas nuire à un caractère d'unité souhaitable. Nous nous bornerons, dans cette note additive, à résumer succinctement les principaux :

1° **Amplificateur d'ionisation.** — Pour étudier les particules en mouvement rapide, notamment les noyaux atomiques et les protons provenant de désintégrations d'atomes, ainsi que les noyaux de recul mis en mouvement par choc des neutrons, nous avons mis au point sous la direction de M. Maurice de Broglie un amplificateur d'ionisation de grande sensibilité (1). Cet appareil est constitué par un amplificateur à résistances, en tête duquel se trouve une lampe électromètre. La grille de cette lampe électromètre est reliée directement à l'électrode centrale d'une chambre d'ionisation de petites dimensions. Lorsqu'un proton rapide ou tout autre noyau ionisant traverse le gaz de la chambre, les ions qu'il produit sont collectés sur l'électrode centrale et cette brusque arrivée d'ions se traduit par une petite impulsion dans la lampe électromètre. Cette impulsion est ensuite amplifiée et l'amplitude finale donnée par l'oscillographe du circuit de sortie de l'appareil est proportionnelle au nombre d'ions collectés. On peut ainsi déceler l'arrivée, sur la grille d'entrée, d'une charge électrique instantanée de $5 \cdot 10^{-16}$ coulombs. La description de cet appareil, ainsi que des précautions prises pour éviter des perturbations de toute sorte qui apparaissent

(1) M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. *Bull. Soc. fr. de Physique*. Séance du 15 avril 1932.

Particules ultrapénétrantes du Rayonnement cosmique.



1. — Particule ayant traversé 7 cm. de plomb après son passage dans la chambre à détente. Déviation insensible sur 40 cm. de parcours. $H = 12\,000$ gauss dans toute la chambre. $W > 12$ milliards d'e.-volts. On remarque dans le haut une petite spirale : c'est un électron secondaire de $2 \cdot 10^6$

e. v. Le fil que l'on voit au milieu de la chambre verticalement est le fil métallique du champ électrostatique.



2. — Mêmes conditions expérimentales.

$W > 6$ milliards d'e.-volts.

On remarque dans le bas à droite un petit cercle correspondant à un électron de 1,5 million d'e.-volts.

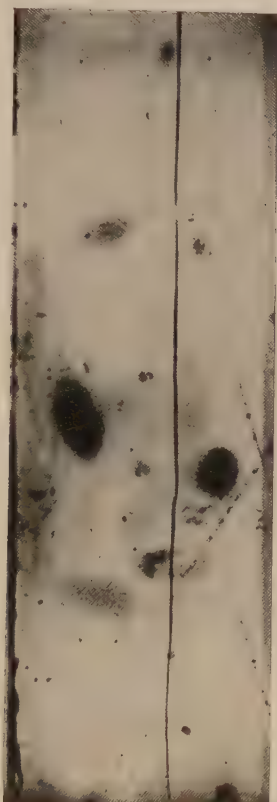
Particules ultrapénétrantes du Rayonnement cosmique.



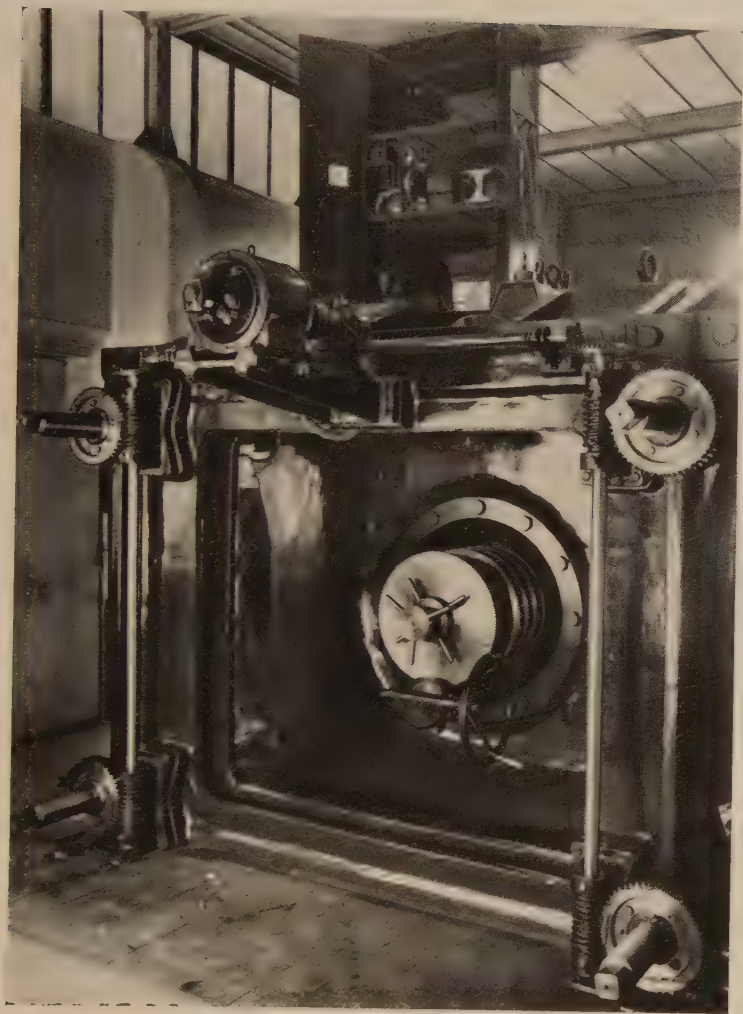
5. — Mêmes conditions expérimentales. Particule positive, se dirigeant de haut en bas :

$W = 6$ milliards
d'e.-volts.

On remarque dans le bas deux trajectoires circulaires voisines. Ce sont deux trajectoires d'électrons, situées dans des plans différents, les énergies sont de 25 millions d'e.-volts. Ces trajectoires sont plus récentes que celle de la particule de très grande énergie.



6. — Quatre trajectoires rectilignes, non concourantes, et ne traversant pas les compteurs. Mêmes conditions expérimentales. Les énergies sont de l'ordre du milliard d'e.-volts.



Dispositif de sélecteur de coïncidences pour la commande du grand appareil à détente. On voit le dispositif dans une armoire métallique placée sur le dessus de l'électro-aimant de Bellevue dont on voit l'arrière au premier plan.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS.



Appareil de Wilson-Blackett de 55 cm. de haut
près des pièces polaires de l'Electro-aimant de Bellevue.

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS.

à ces amplifications considérables et dont il faut se préserver a été donnée dans l'*Onde électrique* en 1932 ⁽¹⁾.

L'amplificateur d'ionisation a servi à tracer la courbe de Bragg pour les protons rapides jusqu'à 60 cm. de parcours dans l'air à T. P. N. ⁽²⁾, ainsi qu'à différentes recherches sur la désintégration artificielle de l'aluminium ⁽³⁾ et sur les noyaux de recul des neutrons; il a permis notamment la mise en évidence des neutrons du lithium ⁽⁴⁾ et des phénomènes de diffusion présentés par les neutrons rapides ⁽⁵⁾.

2° Effet de latitude des Rayons cosmiques. — L'appareil à coïncidence entre les impulsions de compteurs à électrons que nous avons décrit dans la deuxième partie de la thèse, a été utilisé en 1932 pour étudier la variation du rayonnement cosmique corpusculaire en fonction de la latitude géomagnétique du lieu d'observation. Clay, et d'autre part A. H. Compton et ses collaborateurs, ont montré que l'ionisation globale due au rayonnement cosmique et observée dans une chambre d'ionisation diminuait de 15 o/o environ aux faibles latitudes, cette diminution étant d'ailleurs plus forte quand on s'élève au-dessus du niveau de la mer. Nous avons repris, P. Auger et nous-même ⁽⁶⁾, l'étude de cette variation, mais en utilisant comme moyen de détection du rayonnement, non plus la chambre d'ionisation qui donne des indications globales, mais des compteurs d'électrons en coïncidence, qui permettent la détection de chaque particule et la connaissance de sa direction. Nous avons transporté trois appareils

(1) L. LEPRINCE-RINGUET. *L'Onde Electrique*, **11**, n° 124, 1932, pp. 157-208.

(2) L. LEPRINCE-RINGUET. *C. R.*, **192**, 1931, 1543.

(3) M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. *C. R.*, **193**, 1931, 132.

(4) M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. *C. R.*, **194**, 1932, 1616.

(5) M. DE BROGLIE et L. LEPRINCE-RINGUET. *C. R.*, **195**, 1932, 88.

(6) L. LEPRINCE-RINGUET et P. AUGER. *Journal de Physique*, **5**, 193, 1934.

du type décrit plus haut du Havre à Buenos-Ayres et retour et noté d'une façon continue les arrivées des particules du groupe ultra-pénétrant et du groupe mou. Ce travail a confirmé l'existence de l'effet de diminution du nombre de particules aux faibles latitudes ; cet effet, qui s'interprète par l'action du champ magnétique terrestre sur des corpuscules électrisés arrivant de distances très éloignées et se dirigeant vers la surface de la terre, est un des arguments les plus importants en faveur du caractère primaire des corpuscules pénétrants du rayonnement cosmique.

Ce dispositif à coïncidences nous a servi aussi à étudier à l'observatoire de Junfraujoeh, les phénomènes de gerbes du rayonnement cosmique en 1934 et 1935.

RÉSUMÉ

1° L'objet de ce travail a été d'apporter une contribution à l'étude du passage à travers la matière des électrons et protons de très grandes énergies.

Le domaine d'énergies dans lequel beaucoup de propriétés de cette interaction sont encore très mal connues s'étend depuis quelques millions d'e. v. jusqu'aux énergies les plus considérables que l'on puisse actuellement mesurer, soit 10 milliards d'e. v. Nous avons étudié spécialement les deux extrémités de ce domaine très vaste. Du côté des énergies relativement faibles, des sources complexes nous ont fourni, soit directement des électrons, soit des photons capables de libérer des électrons de 1 à $3 \cdot 10^6$ e. v., et nous avons étudié ces derniers au moyen d'une chambre de Wilson et d'un champ magnétique.

Du côté des énergies les plus élevées, nous avons étudié la composante de très grand pouvoir pénétrant du rayonnement cosmique. Pour cela nous avons construit et mis au point une grande chambre de Wilson de 55 cm. de hauteur, et les mesures d'énergie ont été faites en courbant les trajectoires des particules dans le champ magnétique de l'électroaimant de l'Académie des Sciences.

Enfin la partie molle du rayonnement cosmique, spécialement abondante en haute altitude, a été étudiée par P. Auger, P. Ehrenfest et nous-même, au moyen de dispositifs à compteurs d'électrons que nous avons installés à l'Observatoire de Jungfraujoeh, à 3500 m. au-dessus du niveau de la mer.

2° Ces trois groupes de rayonnements ont été considérés sous plusieurs aspects. On s'est efforcé notamment d'étudier

la perte d'énergie que les électrons subissent par freinage dans le champ des noyaux atomiques, perte d'énergie qui s'accompagne de l'émission de photons, et de suivre la variation de cet effet en fonction de l'énergie de l'électron. *Les indications obtenues pour les électrons de 1 à 3.10^6 e. v. traversant l'argon sont 10 fois plus élevées que les résultats des calculs théoriques et semblent indiquer un effet d'absorption supplémentaire des électrons par la matière.*

3° Une loi d'absorption des électrons de la fraction corpusculaire molle du rayonnement cosmique a été établie en fonction du numéro atomique de l'élément traversé ; *elle montre que l'absorption ne se fait pas proportionnellement au numéro atomique de l'élément traversé, comme pour les électrons de faible énergie, mais que le carré du numéro atomique entre pour une bonne part dans cette absorption ;* elle donne un effet de freinage nucléaire qui pour le plomb est des deux tiers de l'effet total d'absorption et assigne à cette composante une nature électronique. Des difficultés surgissent quand on compare aux résultats d'Anderson obtenus à la chambre de Wilson les résultats des expériences d'absorption du Jungfraujoch.

4° Pour établir un début de correspondance entre le signe, l'énergie et la nature des particules ultra-pénétrantes du rayonnement cosmique, nous avons étudié dans le champ magnétique de l'électro-aimant de l'Académie des Sciences les trajectoires des particules qui étaient obligées, après leur passage dans la grande chambre de Wilson, de traverser encore une épaisseur de plomb de 7 cm. Pour ces particules de très grand pouvoir pénétrant, nous avons trouvé que le minimum d'énergie nécessaire pour traverser cette épaisseur d'écran est de 900 millions d'électron-volts et que *les particules chargées positivement prédominent nettement pour les énergies supérieures à 2,5 milliards d'électron-volts.* L'étude du signe de la charge électrique des particules observées est une confirmation de l'hypothèse faite par plusieurs auteurs

qu'il existe dans ce rayonnement ultra-pénétrant un groupe de protons de très grande énergie. Cette étude indique aussi qu'il existe des électrons capables de traverser 7 cm. de plomb.

Ce travail a été poursuivi de 1931 à 1935.

Tous les dispositifs expérimentaux ⁽¹⁾ ont été construits et mis au point au Laboratoire de Physique des rayons X où la majeure partie des recherches a été effectuée.

En plus des travaux décrits dans cette thèse, nous avons effectué d'autres recherches dont le développement ne figure pas au cours des chapitres précédents. Nous signalons seulement deux groupes de réalisations : tout d'abord la mise au point, sous la direction de M. Maurice de Broglie, d'un amplificateur d'ionisation de grande sensibilité permettant, par l'intermédiaire d'une petite chambre d'ionisation, la détection individuelle des particules ionisantes, telles que les noyaux atomiques en mouvement rapide, noyaux de recul des neutrons, protons de désintégration; nous avons effectué, au moyen de cet appareil, qui donne directement la valeur du nombre d'ions libérés, différents travaux sur les protons et sur les neutrons. En second lieu, nous signalons un voyage du Havre à Buenos-Ayres, effectué en 1932 avec P. Auger pour connaître, au moyen de l'appareil à coïncidences décrit dans cette thèse, la diminution du nombre des particules du rayonnement cosmique aux faibles latitudes, diminution qui est un des arguments les plus importants en faveur du caractère primaire des particules dures du rayonnement cosmique.

..

Je prie M. Maurice de Broglie de bien vouloir trouver ici l'expression de mes sentiments très reconnaissants et affec-

(1) Sauf une partie des dispositifs à coïncidence pour les études à l'Observatoire du Jungfraujoch qui ont été construits au laboratoire de Chimie-Physique de la Sorbonne.

tueux. La bienveillance et la patience qu'il a bien voulu me témoigner depuis six ans, sacrifiant à ma formation personnelle une grande part de son temps, ainsi que la douceur attentive dont il a entouré mon travail ont permis le développement de la recherche dans une atmosphère extrêmement heureuse.

C'est dans cette atmosphère que s'est réalisée aussi la collaboration en équipe avec les mécaniciens Louvigny, Boulanger, Fradin que je remercie; ils furent les artisans de l'appareillage et parfois aussi pour moi de véritables collaborateurs, m'aidant de leur intelligence et ne comptant pas leur peine.

Je tiens à remercier aussi M. P. Auger qui m'a permis, au cours des missions effectuées ensemble, de goûter le prix d'une collaboration amicale et confiante; c'est au cours des conversations que nous avons eues ensemble que l'idée des expériences de Bellevue s'est fait jour.

M. Cotton m'a donné toutes facilités pour utiliser le champ magnétique du gros électro-aimant de Bellevue, je lui suis très reconnaissant pour son obligeance et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Je remercie aussi M. F. Joliot autant pour les irradiations de lames de soufre et d'or qu'il a bien voulu effectuer au laboratoire Curie avec de puissantes sources de neutrons que pour l'amical accueil qu'il a constamment réservé à toutes les demandes que je lui ai faites.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Mesure des masses exactes des atomes.
Comparaison des méthodes.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 15 février 1936.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Ch. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

